ФИЗИЧЕСКАЯ МЕЗОМЕХАНИКА и компьютерное конструирование материалов

В двух томах

ТОМ 1

Ответственный редактор
академик *В.Е. Панин*



НОВОСИБИРСК
"НАУКА"
СИБИРСКАЯ ИЗДАТЕЛЬСКАЯ ФИРМА РАН
1995

УДК 539.3
ББК 30.3
Ф48

Авторы

В.Е. Панин, В.Е. Егорушкин, П.В. Макаров, Ю.В. Гриняев, В.Л. Попов, Е.Е. Дерюгин, Л.Б. Зуев, В.И. Сырямкин, Т.Ф. Елсукова, Р.Д. Строкатов, Ю.Р. Колобов, А.В. Колубаев, В.С. Плешанов

Физическая мезомеханика и компьютерное конструирование материалов: В 2 т. / В.Е. Панин, В.Е. Егорушкин, П.В. Макаров и др. — Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1995. — Т. 1. —298 с., [2,0] л. вкл.
ISBN 5—02—030840—4.

В монографии изложены основы физической мезомеханики структурно-неоднородных сред, развиваемой на стыке механики сплошной среды (макроуровень) и физики пластичности и прочности твердых тел (микроуровень). Нагруженный материал рассматривается как многоуровневая система, в которой микро-, мезо- и макроуровни органически взаимосвязаны. Показано, что каждый масштабный уровень характеризуется своими механизмами и закономерностями деформации. На мезоуровне деформация носит вихревой характер. Разрушение описано как заключительная стадия вихревой пластической деформации.

Книга предназначена для специалистов в области механики и физики пластичности и прочности материалов, физического и прикладного материаловедения.

Табл. 1. Ил. 87. Библиогр.: 453 назв.

Physical mesomechanics and computer-aided design of materials: In 2 vol. / V.E. Panin, V.Ye. Yegorushkin, P.V. Makarov et al. — Novosibirsk: Nauka. Siberian Publishing Firm RAN, 1995. — V. 1. — 298 p.

There given are principles of physical mesomechanics of heterogeneous media, which is being developed on joint of continuous medium mechanics (macrolevel) and plasticity and strength of solid-state physics (microlevel). The material under loading is treated as multilevel system where micro-, meso-, and macrolevels are organicaly interrelated. There has been shown, that each scale level is characterized by its mechanisms and regularities of the plastic deformation. On mesolevel the plastic deformation has vortical character. The fructure is described as final stage of vortical plastic deformation.

The book is for specialists in the field of mechanics, plasticity and strength physical and applied materials science.

Tabl. 1. Fig. 86. Bibliogr.: 453.

Рецензенты
доктора физико-математических наук *Л.Е. Попов, Т.М. Платова*

Утверждено к печати
Институтом физики прочности и материаловедения СО РАН

Ф $\frac{2004070000-012}{042(02)-95}$ Без объявления

ISBN 5—02—030840—4

ОТ РЕДАКТОРА

В начале 80-х годов в механике деформируемого твердого тела зародилось новое научное направление — физическая мезомеханика структурно-неоднородных сред. В его основе лежит новая парадигма — концепция структурных уровней деформации твердых тел*. Воспринятая на первых порах как остродискуссионная, она за прошедшее десятилетие получила убедительное экспериментальное и теоретическое обоснование и позволила наметить пути соединения механики сплошной среды с физикой пластичности и прочности, базирующейся на теории дислокаций. Многие десятилетия в рамках традиционных представлений не были видны пути их взаимного проникновения. С позиций физической мезомеханики описание пластической деформации на разных масштабных уровнях оказывается принципиально различным. Чтобы связать микро- и макромасштабные уровни, необходимо было разработать новую науку, методология которой качественно отличалась бы от общепринятой в механике сплошной среды и теории дислокаций.

В мезомеханике элементарным актом пластической деформации является не сдвиг, а трансляционно-ротационный вихрь, в котором органически взаимосвязаны трансляционные и поворотные моды движения трехмерных структурных элементов. Поворотные моды пластической деформации приводят в самосогласованное движение всю иерархию структурных уровней среды и обусловливают появление в ней новых диссипативных структур. Самосогласованная деформация во всем объеме деформируемого твердого тела описывается законом структурных уровней деформации твердых тел, согласно которому при пластической деформации без нарушения сплошности сумма роторов потоков деформационных дефектов на всей иерархии структурных уровней среды должна быть равна нулю.

Разрушение в мезомеханике считается заключительным этапом пластической деформации, когда в материале возникают локализованные трансляционно-ротационные вихри с размерами, соизмеримыми с поперечным сечением образца. Ротор первичного скольжения в вихре не компенсируется суммарным ротором всех аккомодационных потоков дефектов. Трещина является неизбежным механизмом кристалло-

*Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Елсукова Т.Ф., Иванчин А.Г. // Изв. вузов. Физика. — 1982. — № 6. — С. 5—27.

графического аккомодационного поворота. Другими словами, разрушение есть заключительный этап эволюции микро- и мезоструктуры, появляющийся после того, как материал исчерпал свои аккомодационные возможности. Рассмотрение нагруженного твердого тела как многоуровневой самоорганизующейся системы, в которой микро-, мезо- и макроуровни органически взаимосвязаны, составляет предмет физической мезомеханики. Этим вопросам посвящен первый том монографии.

Во втором томе описаны приложения физической мезомеханики к проблемам компьютерного конструирования новых материалов с заданными свойствами и создания материалов новых поколений и методов их упрочнения. Физическая мезомеханика позволяет ввести в компьютер всю информацию о материале: его состав, структуру, свойства, характер поведения в любых условиях нагружения. Появляется возможность не только конструировать в компьютере материал с требуемыми свойствами, но и проводить его испытание, имитируя реальные условия нагружения, прогнозировать его надежность и ресурс работы.

В монографии изложены основы методологии компьютерного конструирования новых материалов, методы и алгоритмы компьютерных технологий моделирования процессов пластической деформации и разрушения различных материалов в определенных условиях нагружения, принципы и способы их изготовления. Большое внимание уделено физике процессов, протекающих в гетерогенных средах в условиях внешних воздействий. Разработанные на базе физической мезомеханики пути конструирования новых поколений материалов, технологий их получения и методов упрочнения применены к созданию конструкционных и инструментальных материалов на металлической и керамической основах с высокими характеристиками прочности, износостойкости и коррозионной стойкости. Предложены высокоэффективные технологии поверхностного упрочнения конструкционных и инструментальных материалов с использованием методов ионной имплантации, а также воздействия мощного ультразвукового облучения, адаптивной импульсной наплавки композиционными материалами.

Монография является юбилейной и подводит итоги работы коллектива Института физики прочности и материаловедения Сибирского отделения Российской Академии наук за 10 лет.

Академик В.Е. Панин

Глава 1

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МЕЗОМЕХАНИКИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

1.1. Актуальные аспекты механики деформируемого твердого тела

Традиционное описание пластической деформации и разрушения твердых тел проводится на основе двух подходов:

— механики сплошной среды;

— теории дислокаций.

Механика сплошной среды объясняет поведение материала под нагрузкой с помощью интегральных характеристик среды. В рамках такого подхода внутренняя структура материала не учитывается, тензоры напряжений и деформаций являются симметричными, пластическая деформация осуществляется только трансляционным движением дефектов под действием напряжений. Кривая пластического течения получается путем расчета деформационного упрочнения выше предела текучести материала.

Использование феноменологического подхода в механике сплошной среды физически и математически вполне корректно, однако он пригоден только для определения интегральных свойств макрооднородной среды.

Теория дислокаций описывает микроскопическое поведение деформируемого твердого тела. На основе изучения элементарных актов пластической деформации ставится задача вскрыть механизмы зарождения пластических сдвигов и трещин, объяснить поведение дислокационных ансамблей и дать физическую интерпретацию феноменологических закономерностей механики сплошной среды. В области микроскопического описания поведения различного рода дефектов в деформируемом твердом теле теория дислокаций достигла больших успехов.

Многочисленные попытки органически связать теорию дислокаций и механику сплошной среды до сих пор были безуспешными. Долгое время казалось, что это обусловлено чисто математическими трудностями макроскопического представления статистических ансамблей деформационных дефектов. Однако в последнее время стало очевидным, что наше понимание элементарного акта пластической деформации было не совсем верным и определялось ошибочной схемой. Это приводило к неверной интерпретации поведения ансамблей деформационных дефектов, а также феноменологических закономерностей механики сплошной среды.

Неправильность наших представлений была связана с тем, что за элементарный акт пластической деформации принималось сугубо

трансляционное движение любого деформационного дефекта (например, кристаллографический сдвиг), а условие сохранения сплошности представлялось как определенная самоорганизация только трансляционных мод деформации. Так, все известные в литературе схемы пластической деформации структурно-неоднородной среды (Закса, Кохендорфера, Бишопа-Хилла, Эшби, Тейлора и др.), несмотря на отличия друг от друга, строятся как различные комбинации кристаллографических сдвигов и рассматривают, таким образом, только трансляционный характер деформации. Это неадекватно действительности и в принципе не позволяет вскрыть природу источников дислокаций, понять закономерности самоорганизации дислокационных ансамблей.

В последнее десятилетие в Институте физики прочности и материаловедения СО РАН развивается новое направление — физическая механика деформируемого твердого тела, в основу которого положена концепция структурных уровней деформации твердых тел [1—30]. Теоретически и экспериментально обоснован качественно новый элементарный акт пластической деформации — трансляционно-ротационный вихрь. Показано, что сдвиг в локальной области кристалла должен сопровождаться (с учетом заданных граничных условий) ее поворотом [1]. В мезомеханике носителем пластической деформации должен быть объемный структурный элемент, движение которого включает органически взаимосвязанные трансляционную и поворотную моды деформации. Как следствие поворота структурных элементов в деформацию вовлекается вся иерархия масштабов структурных уровней среды. Их самоорганизация может быть корректно описана только на основе совместного рассмотрения трансляционных и поворотных мод деформации.

Мезомеханика такого поведения приводит к представлению о возникновении в деформируемом твердом теле вихревого механического поля [8]. Эволюция данного поля в ходе нагружения обусловливает органическую взаимосвязь пластической деформации и разрушения как двух последовательных стадий одного процесса. В развиваемом подходе разрушение рассматривается как поворотная мода деформации. С этих позиций удается понять закономерности разрушения в самых различных условиях нагружения.

Настоящая глава является обзором теоретических и экспериментальных исследований [1—30], посвященных новому подходу к описанию пластической деформации и разрушения на основе мезомеханики структурно-неоднородных сред.

1.2. Синергетика деформируемого твердого тела

Пластическая деформация нагруженного твердого тела связана с потерей его сдвиговой устойчивости и протекает как многоуровневый релаксационный процесс.

Вначале потеря сдвиговой устойчивости происходит на микроуровне в локальных зонах кристаллической решетки. Возникающие на

структурных неоднородностях микроконцентраторы напряжений (микроКН) вызывают локальное перестроение кристаллической решетки в определенных кристаллографических направлениях. Такое локальное структурное превращение проявляется как зарождение и движение дислокации. Влияние микроКН сугубо близкодействующее, поэтому дислокации перемещаются на небольшие расстояния только в зоне микроКН. Принято считать, что дислокации, как трансляционные дефекты, реализуют только трансляционные моды деформации.

В ходе деформации плотность дислокаций (и других дефектов) возрастает, и при некотором ее критическом значении теряется сдвиговая устойчивость в протяженных областях решетки (мезоуровень). Становятся возможными структурные перестроения на большие расстояния в произвольных кристаллографических направлениях. На мезоуровне возникают новые типы дефектов — мезодефекты: дисклинации, различного рода полосовые структуры (microbands), микродвойники, мартенситные ламели и др. Они зарождаются на мезоконцентраторах напряжений (мезоКН) и распространяются на большие расстояния через многие структурные элементы независимо от их кристаллографической ориентации. Мезодефекты, содержащие как сдвиговую, так и поворотную компоненты деформации, делают возможным перемещение в деформируемом твердом теле объемных структурных элементов различного масштаба: субзерен, зерен, их конгломератов, протяженных блоков материала. Пример такого механизма мезодеформации показан на фото 1.1 (см. вклейку) [26]. При деформации поликристалла сплава на основе свинца от мезоКН в вершине *C* неравноосного зерна *B* распространяются в нескольких некристаллографических направлениях полосы локализованной деформации (светлые треки), которые обусловливают перемещение относительно друг друга больших блоков материала. Протяженность влияния мезоКН характеризует его как дальнодействующего. На мезоуровне движение как целого структурных элементов различного масштаба становится определяющим механизмом деформации.

Когда мезодефекты пронизывают все сечение образца, наступает потеря сдвиговой устойчивости на макроуровне. Сдвигонеустойчивым становится образец в целом. В определенном сечении образца формируется сильный макроконцентратор напряжений (макроКН), который локализует макродеформацию и инициирует самосогласованное развитие всей системы мезодефектов в данном сечении. Это приводит к возникновению в зоне локализации деформации несплошностей, фрагментации материала и наконец его разрушению.

Эволюция масштабных уровней потери сдвиговой устойчивости деформируемого твердого тела — типичный синергетический процесс. В рамках методологии синергетики деформируемое твердое тело рассматривается как открытая, сильнонеравновесная в локальных зонах концентраторов напряжений система, в которой в ходе нагружения протекают неравновесные локальные структурные превращения. По-

следние развиваются на различных масштабных уровнях* и различаются по характеру, энергии, протяженности в объеме, скорости протекания. Их самоорганизация в заданных граничных условиях нагружения обусловливает формирование диссипативных структур, эволюция которых определяет характер пластического течения и разрушения материала.

В традиционной физике пластичности и прочности эти процессы описываются на языке теории дислокаций и дисклинаций с использованием классических моделей механики сплошной среды. Однако это приводит к методологически неправильной интерпретации поведения сложной самоорганизующейся многоуровневой системы.

Анализ всех типов деформационных дефектов в кристаллах показывает, что в сущности их надо рассматривать не как нарушение периодичности структуры исходного кристалла, а как элементы других структур. Например, расщепленные дислокации в ГЦК-кристаллах есть элементы ГПУ-структуры, ограниченные частичными дислокациями. Протяженные дефекты упаковки и двойники в ГЦК-кристаллах с низкой энергией дефекта упаковки есть планарные ГПУ-структуры на плотноупакованных плоскостях. В кристаллах вблизи температур структурных превращений деформация осуществляется образованием мартенситных ламелей как структур другой фазы. Если кристалл испытывает структурный фазовый переход, его деформация происходит в режиме сверхпластичности. Наоборот, если кристалл не плотно упакован и имеет одну стабил'ную структуру, он хрупок.

Другими словами, зарождение пластического сдвига есть локальный кинетический структурный переход и может происходить только в локальной зоне кристалла за счет производства энтропии.

Физика локального структурного превращения как источника зарождения дислокации связана с понятием "сильновозбужденные состояния в кристаллах" [4]. В условиях сильного возбуждения наряду со структурными состояниями исходного кристалла в пространстве междоузлий появляются новые разрешенные структурные состояния, заложенные в электронно-энергетическом спектре кристалла. В кристалле возникают новые степени свободы. Сильновозбужденный кристалл становится по существу суперпозицией нескольких структур. Число разрешенных структурных состояний в таком кристалле значительно превышает число атомов. Если зона концентратора напряжений находится в сильновозбужденном состоянии , то в поле градиента напряжений осуществляется направленное структурное превращение, которое воспринимается как зарождение дислокации. Ее движение возможно только в зоне концентратора напряжений, где протекает кинетическое структурное превращение.

Поскольку локальное структурное превращение наиболее легко реализуется на плотноупакованных плоскостях и направлениях, все

*В отличие от трех масштабных уровней (микро-, мезо- и макро-) количество структурных уровней может быть значительно больше.

плотноупакованные кристаллы имеют высокую пластичность. Естественно, что трансляционное движение дислокаций носит анизотропный кристаллографический характер.

Принципиально важно, что в каждой точке деформируемого объема в заданный момент времени сдвиг может осуществляться только по одной системе плоскостей скольжения, в которой происходит потеря сдвиговой устойчивости. Одновременное множественное скольжение в одной точке невозможно, что означало бы потерю сдвиговой устойчивости всего кристалла. Отсюда сдвиговая деформация, будучи анизотропной, всегда сопровождается материальным поворотом внутри структурного элемента деформации (зерна́, блока, ячейки дислокационной структуры и т.д.)*. Это, в свою очередь, вызывает на границе структурного элемента деформации (СЭД) со стороны окружающего материала поворотный момент. Поворотные моды деформации приводят в движение всю иерархию структурных уровней деформируемого материала. Структурные элементы начинают двигаться как целое, испытывая трансляцию и кристаллографический поворот. Поле поворотных моментов обусловливает поворотные моды деформации и внутри СЭД: выход дислокаций из своих плоскостей скольжения и формирование разориентированной ячеистой дислокационной субструктуры, последовательное вовлечение множественного скольжения как вихря материальных поворотов кристаллографических сдвигов.

Органическая взаимосвязь сдвигов и поворотов приводит к тому, что элементарным актом пластической деформации оказывается не сдвиг, а трансляционно-ротационный вихрь (ТРВ). По своему масштабу они могут быть микро-, мезо- и макровихрями. Иерархия структурных уровней деформации формирует свою иерархию вихрей. В ходе пластической деформации могут также возникать мезовихри, связанные с формированием мезоскопических диссипативных структур. Вихревой характер деформации приводит в движение всю иерархию структурных уровней деформации и обеспечивает организацию новых каналов диссипации энергии, более эффективных, чем от движения отдельных дислокаций.

Характер иерархии структурных уровней деформации зависит от исходной структуры материала и условий его нагружения. Например, при деформации поликристалла кремнистого железа при комнатной температуре пластическая деформация каждого зерна осуществляется преимущественно действием одной системы скольжения. Необходимость самосогласования анизотропно деформирующихся зерен приводит к их объединению в крупные вихри. Как правило, в центре вихря оказываются крупные зерна, в которых пластическая деформация развивается более легко. К ним подстраиваются окружающие их более мелкие зерна, образуя согласованное вихревое движение целого конгломерата зерен. Встреча таких крупных вихрей вызывает на их границе сильные концентраторы напряжений, значительные повороты

*Напомним, что материальный поворот в отличие от кристаллографического не изменяет пространственной ориентации кристаллической решетки [2].

зерен как целого и экструзию материала (фото 1.2). Поскольку в общем случае в заданном сечении образца смежные вихри могут различаться как по величине, так и по знаку, их взаимная аккомодация обусловливает появление в поперечном сечении дисклинаций (фото 1.3). Возникающие на мезоКН дисклинации распространяются зигзагообразно по сопряженным направлениям максимальных касательных напряжений. Именно в этих направлениях происходит преимущественно потеря сдвиговой устойчивости материала на мезоуровне.

Роль мезоКН в зарождении и распространении дисклинации наглядно показана на фото 9.3, *б*. При знакопеременном изгибе поликристалла свинца внутризеренная деформация по одной системе скольжения инициирует сильный материальный поворот в пределах зерна и интенсивное зернограничное проскальзывание, которое фиксируется по разрывам линий реперной сетки на границах зерен. Как следствие, в точке *C* возникает сильный мезоКН, на котором зарождается дисклинация *CD* как аккомодационная поворотная мода деформации, компенсирующая материальный поворот одиночного внутризеренного скольжения. Она распространяется перпендикулярно границам зерен под углом 45° к оси образца. По мере циклирования дисклинация *CD* изменяет направление своего движения на 90° и распространяется по сопряженному направлению максимальных касательных напряжений (см. на фото 9,3, *б*, отрезок *DE*). Зигзагообразный характер движения дисклинаций определяется заданными граничными условиями, согласно которым суммарный поворот при движении дефектов в деформируемом образце должен быть равен нулю.

Движение дисклинаций и полосовых структур изучалось во многих работах. Однако они не связывались с аккомодацией ТРВ на мезоуровне. Между тем взаимодействие мезовихрей проявлялось и по другим признакам: рассыпание границ в ячеистых дислокационных структурах, образование полосы сброса, миграция границ зерен недиффузионной природы, экструзия материала в локальных зонах. Возникновение дисклинаций и полосовых структур как аккомодационных поворотных мод деформации — принципиально важный момент для понимания разрушения как поворотной моды деформации на макроуровне в условиях потери сдвиговой устойчивости образца в целом.

На фото 9.2 показана мезоструктура поликристалла свинца в зоне усталостного разрушения. Видно, что зигзагообразные линии дисклинаций пронизывают все сечение образца вблизи места усталостного разрушения. Усталостная трещина также проходит по зигзагообразной линии дисклинаций. В то же время на стадии предразрушения происходит процесс формирования дисклинационной субструктуры (фрактальной структуры, см. далее), аккомодирующей взаимодействие трансляционно-ротационных вихрей на мезоуровне. Когда дисклинационная субструктура прорастает через все сечение образца, дальнейшая аккомодационная перестройка субструктуры возможна только путем увеличения разворотов внутри дисклинаций. Данный процесс сопровождается зарождением и распространением трещины, что в конечном итоге приводит к разрушению материала.

Если создать макроКН в виде надреза на боковой поверхности образца, то он также порождает и обусловливает распространение поперек образца зигзагообразных линий дисклинаций (фото 1.4). Вдоль такой линии затем распространяется трещина, а по ее обеим сторонам видны макровихри (фото 1.5). Это завершающий этап жизни диссипативной системы, связанный с выходом диссипативного процесса на самый высокий макроуровень.

Приведенные данные дают феноменологическую картину развития диссипативных структур в деформируемом твердом теле. Конкретные механизмы и закономерности формирования диссипативных структур в различных материалах и условиях нагружения рассмотрены в разд. 1.3 и 1.4. Здесь же подчеркнем, что феноменологическое описание пластической деформации и разрушения как синергетического процесса очень важно для разработки правильной методологии физической механики структурно-неоднородных сред. В рамках этой методологии целесообразно использовать термин "масштабные уровни деформации". Тем самым физически обосновывается факт стремления деформируемого твердого тела включить все возможные каналы диссипации его упругой энергии. При этом каждый масштабный уровень связан со своим конкретным набором механизмов деформации.

Что касается самой мезомеханики пластической деформации и разрушения, то здесь необходимо рассмотрение самосогласованного поведения конкретного набора структурных уровней деформации (как существующих в исходном состоянии, так и возникающих в ходе деформации). Самосогласование их поведения определяется законом структурных уровней деформации (см. разд. 1.9). Хотя каждый элементарный акт пластической деформации — сугубо неравновесный процесс, иерархическое движение структурных элементов под действием внешнего напряжения детерминировано законами механики. Качественно это подобно задаче о трении движущихся тел. Элементарные взаимодействия атомов на поверхностях трения сугубо неравновесны. Они важны для физического понимания коэффициента трения. В то же время на макроуровне проявляется детерминированный закон трения, который используется в классических уравнениях механики.

В дальнейшем мы будем пользоваться терминами как "масштабные", так и "структурные уровни деформации". Первым термином мы будем подчеркивать тип механизмов деформации, которые связаны с тем или иным масштабным уровнем, а со вторым мы будем связывать законы механики структурно-неоднородной среды как самосогласованной многоуровневой системы.

1.3. Природа источников дислокаций

В мезомеханике природа источников дислокаций, дисклинаций и других деформационных дефектов однозначно связана с природой концентраторов напряжений различных масштабных уровней. Поэтому информацию об источниках дефектов получают из расчета распреде-

ления внутренних упругих напряжений в нагруженной структурно-неоднородной среде.

Определение напряженного состояния и механических характеристик среды со структурой в традиционной механике проводится согласно модели неоднородной упругоанизотропной среды, в которой модули упругости λ_{iklm} и компоненты тензоров напряжений σ_{ik} и деформации ε_{lm} изменяются при переходе от одного структурного элемента к другому (см. [31—36] и др.). В такой постановке, как правило, решается задача об усреднении механических свойств структурно-неоднородной среды [35]. Нас же интересует характер распределения неоднородного напряженного состояния в пределах отдельных структурных элементов. Особенно важно знать распределение упругих напряжений на границах структурных элементов, поскольку в теории вихревого механического поля [8] источники дефектов связаны с изменением размеров структурных элементов.

Данная задача рассмотрена в [37] для случая упругонагруженного поликристалла. Упругая деформация различных зерен неодинакова, так как зависит от соответствующих кристаллографических ориентаций модулей упругости. Неодинаковость деформации смежных разориентированных зерен и необходимость их сопряжения по границам раздела обусловливают сильную специфику деформации приграничных зон. Характер деформации вдоль границ раздела зерен очень сложный и неоднородный. Схема деформаций и напряжений на границе раздела четырех смежных зерен приведена на рис. 1.1. Смежные зерна 1 и 2 имеют разную упругую деформацию, которая представлена разностью Δl в схеме "свободных" зерен (см. рис. 1.1, *а*). Жесткость связи смежных зерен обусловливает одинаковую длину их границы раздела. Поэтому приграничная зона зерна 1 более упруго деформирована, чем приграничная зона зерна 2. На границе раздела возникают контактные напряжения, которые носят осциллирующий характер (см. рис. 1.1, *б*). Эта осцилляция определяется выражением

$$\left(\frac{z+a}{z-a}\right)^{i\beta},$$

где z — координата точки границы раздела, а изменение амплитуды — выражением

$$1/\sqrt{z^2-a^2},$$

появление которого обязано условию неподвижности граничных точек $z = \pm a$ в стыках нескольких зерен.

Осцилляция контактных напряжений является следствием неодинаковости смещений различных точек границы раздела. Поликристалл качественно подобен композиционному материалу: в нем границы зерен эквивалентны более жесткой арматуре, которая нагружается неодинаково смежными зернами. Амплитуда осцилляций контактных напряжений может быть очень большой, что зависит от величины

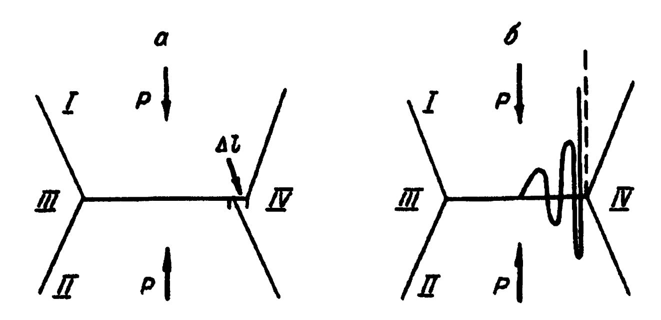


Рис. 1.1. Схема деформаций и напряжений в нагруженном поликристалле.
а — деформация "свободных" зерен; *б* — контактные напряжения на границах раздела в "жестком" поликристалле [37].

смещений точек границы раздела смежных зерен. Для абсолютно неподвижных точек $z = \pm a$ напряжения $\tau_{ik} \rightarrow \infty$. В реальном поликристалле при нагружении все точки имеют определенные смещения, поэтому в стыках зерен напряжения конечны. Однако концентрация напряжений на границах раздела в структурно-неоднородной среде может быть очень большой. Естественно, что в точках пиковых значений контактных напряжений могут происходить локальная потеря сдвиговой устойчивости кристаллической решетки и рождение дислокаций.

Рассмотренную схему в принципе можно применять для расчета предела текучести в предположении, что после релаксации пиковых контактных напряжений напряженное состояние на границе раздела выравнивается. Однако если пластическая деформация в зернах происходит по одной системе скольжения, то ротор такого скольжения всегда будет создавать разные упругие деформации смежных зерен на границе их раздела [2]. Поэтому источники дислокаций, связанные с осцилляцией контактных напряжений на границе раздела смежных зерен, будут восстанавливаться в ходе пластического течения, несмотря на релаксационную природу сдвигов.

Подчеркнем, что указанный эффект обусловлен схемой деформации "сдвиг + поворот" и в рамках описания только трансляционного движения дислокаций существовать не может. Данное обстоятельство объясняет, почему в традиционной теории дислокаций, где поворотные моды при движении дислокаций не учитываются, подобная модель зарождения дислокаций не могла быть предложена. В мезомеханике, изучающей эволюцию вихревого механического поля, такая модель рождения дислокаций естественна. При этом зарождение дислокаций в зонах стесненной деформации не может быть связано только с компонентами тензора дисторсии. Лишь совместная деформация, характеризуемая компонентами тензора дисторсии и тензора изгиба-кручения, может привести к локальному структурному превращению и появлению дислокаций.

Конечно, вопросы о физической природе возникновения дислокаций на микроКН не могут быть выяснены лишь в рамках мезомеханики. Для этого необходимо знать особенности состояния материала в локальных зонах стесненной деформации с сильными эффектами изгиба-кручения. Как уже отмечалось, в такой локальной зоне материал переходит в неравновесное сильновозбужденное состояние. Распад такого неравновесного состояния сопровождается локальным структурным превращением с образованием дислокации как элемента другой структуры. Однако эта задача уже из области физики неравновесных состояний.

В рассмотренной модели появления микроКН и дислокаций на границах раздела структурных элементов определяющая роль принадлежит величине смещений на границах раздела, что хорошо согласуется с экспериментом. Так, в поликристаллах упорядоченных сплавов смещения по границам зерен совсем незначительны [38]. В результате пластическая деформация таких сплавов носит характер тонкого скольжения [39]. По нашему мнению, это связано с возникновением на границах зерен упорядоченного сплава большого числа микроконцентраторов напряжений как следствия осцилляции с большой частотой контактных напряжений.

В разупорядоченном состоянии эти же сплавы характеризуются сильнолокализованным скольжением. Поскольку зернограничное скольжение в разупорядоченных твердых растворах существенно возрастает [38], частота осцилляции контактных напряжений на границах зерен должна резко уменьшаться. Это, естественно, должно приводить к уменьшению числа микроконцентраторов напряжений на границах зерен и, следовательно, источников дислокаций. В литературе причины разного характера скольжения в сплавах в упорядоченном и разупорядоченном состояниях выясняются только на основе механизмов движения, а не зарождения дислокаций.

Как будет показано ниже (см. разд. 1.4), величина зернограничного скольжения является принципиально важной для появления не только дислокаций, но и дисклинаций, а также различных полосовых структур. Роль границ раздела в структурно-неоднородной среде многообразна, и пока сделаны лишь первые шаги в ее понимании.

В заключение отметим, что в монокристаллах роль границ раздела берет на себя внешняя поверхность образца. При нагружении монокристалла на его внешней поверхности также возникают концентраторы напряжений различного масштаба, которые определяют механизм деформации монокристалла. В частности, хорошо известный механизм легкого скольжения характеризуется очень большим ротором, что неизбежно будет создавать на внешней поверхности монокристалла сильные изгибающие напряжения и связанные с ними концентраторы напряжений. Именно этим обстоятельством объясняются фронтальный характер распространения легкого скольжения по монокристаллу и его поворотная природа. Естественно, что указанные закономерности прежде всего зависят от механизма зарождения дисло-

каций на внешней поверхности. Для его понимания необходимо более детальное изучение напряженного состояния поверхностного слоя.

1.4. Классификация полосовых структур на различных масштабных уровнях

Описать пластическую деформацию на мезоуровне невозможно без представления о полосовых структурах. Их формирование на различных масштабных уровнях позволяет осуществлять пластические изгибы, повороты зерен, их конгломератов, отдельных фрагментов внутри структурных элементов и смещать относительно друг друга целые блоки образца [2, 26 39—55]. Закономерности такого механизма при знакопеременном изгибе, прокатке и активном растяжении подробно рассмотрены в гл. 9—11. Остановимся здесь только на классификации полосовых структур на разных масштабных уровнях.

Микромасштабный уровень. В литературе достаточно полно описаны различные типы полосовых структур, возникающих в дислокационных ансамблях [45—55]. Хотя однозначной интерпретации таких структур нет, несомненна их роль как механизмов пластического разворота или изгиба-кручения в деформируемом материале. Простейшей иллюстрацией полосовых структур служат дислокационные стенки при полигонизации, полосы сброса, дислокационные диполи.

Мезомасштабный уровень. При пластической деформации структурно-неоднородной среды возникают два мезоскопических подуровня:

а) мезоскопический уровень-I, связанный с поворотными модами внутри отдельных структурных элементов. Именно этот масштабный уровень был вначале определен в литературе как мезоскопический [56, 57]. Он формирует мезополосы-I и мезосубструктуру-I внутри структурных элементов;

б) мезоскопический уровень-II, связанный с самосогласованными поворотами целых конгломератов структурных элементов как трансляционно-ротационных вихрей. На этом уровне формируются мезополосы-II и мезосубструктура-II в образце в целом.

Мезоуровень-I возникает за счет взаимодействия упругих полей внутризеренных сдвигов и границ структурных элементов. Стохастический характер внутризеренных сдвигов и границ зерен обусловливает стохастичность пространственной ориентации мезополос-I и мезосубструктуры-I. Этот тип мезоуровня наиболее подробно изучен в литературе: ячеистая дислокационная структура, субзерна при высокотемпературной деформации и ползучести поликристаллов [45—55, 58—60].

Образование мезосубструктуры-I качественно подобно образованию мелких вихрей в крупном вихре при его стесненном повороте при турбулентном движении. При невысоких температурах испытания поликристаллов повороты зерен как целого невозможны. Вызванные

внутризеренными сдвигами поворотные моменты обусловливают появление на границах зерен встречных моментных напряжений. Последние приводят к выходу дислокаций из их плоскостей скольжения и формированию ячеек как более мелких вихрей. Стенки ячеек — полосовые структуры, обеспечивающие поворотные моды деформации внутри зерен.

При высокотемпературной деформации или ползучести зернограничные потоки дефектов способствуют повороту зерен как целого. Однако неравноосность зерен затрудняет эти повороты. Возникают зоны стесненной деформации и связанные с ними встречные моментные напряжения. Последние обусловливают пластические повороты отдельных фрагментов поворачивающихся зерен. Примеры возникновения субзерен при высокотемпературной деформации и ползучести поликристаллов приведены на фото 1.6.

Известно два механизма образования в зернах полосовых субграниц:

— движением частичных дисклинаций, возникающих в локализованных зонах стесненной деформации;

— встречным движением дислокаций по двум системам скольжения внутри зерна.

Первый механизм действует в условиях, когда при деформации интенсивно протекает зернограничное скольжение (ЗГС). Именно ЗГС обусловливает образование сильнолокализованных зон стесненной деформации, которые являются источниками частичных дисклинаций.

Если ЗГС затруднено, на границах зерен возникают только источники дислокаций, которые вызывают встречные сдвиги и соответственно пластический изгиб фрагмента зерна. Новые субграницы формируются как дислокационные границы разориентации.

Мезоуровень-II был описан в литературе сравнительно недавно [6, 12, 27] и изучен еще совершенно недостаточно. В его основе лежит движение трансляционно-ротационных вихрей, размеры которых являются промежуточными между мезоуровнем-I и образцом в целом.

В поликристалле это связано с самосогласованным движением совокупности соседних зерен. Такие конгломераты формируются, как правило, около отдельных относительно крупных и благоприятно ориентированных зерен, в которых пластическая деформация протекает более легко*. К ним подстраиваются окружающие зерна, образуя трансляционно-ротационные вихри. Весь деформируемый образец состоит из таких трансляционно-ротационных вихрей. При этом направления поворота смежных вихрей оказываются противоположными. Неравноосность ТРВ создает зоны стесненной деформации и связанные с ними мезоконцентраторы напряжений (мезоКН-II). Их мощность значительно больше, чем мощность мезоКН-I, возникающих при поворотах отдельных зерен.

---

*Подобно центрам кристаллизации такие зерна оказываются центрами формирования трансляционно-ротационных вихрей.

МезоКН-II порождают полосовые структуры (мезополосы-II), которые распространяются на большие расстояния через многие зерна по направлениям максимальных касательных напряжений. Мезополосы-II вызывают изгиб образца в целом. Заданные граничные условия вынуждают мезополосы-II изменять направление движения и формироваться по сопряженным направлениям максимальных касательных напряжений. В итоге характер движения мезополос-II оказывается зигзагообразным (см. фото 1.3, 1.4).

Механизмы образования мезополос-I, -II качественно подобны: они зарождаются либо движением частичных дисклинаций, либо комбинацией зерен с чередующимися направлениями внутризеренных кристаллографических сдвигов. Характер движения мезополос-II определяется эволюцией трансляционно-ротационных вихрей.

Наиболее простая картина наблюдается при знакопеременном нагружении, когда в материале возникает стационарная картина трансляционно-ротационных вихрей (см. гл. 9). В соответствии с этим в образце формируется стационарная мезосубструктура-II (см. фото 9.2). Размер ячеек мезосубструктуры-II не зависит от размера зерен поликристалла, но на него влияет размер поперечного сечения образца. Это указывает на то, что образование мезосубструктуры-II есть результат взаимодействия упругих полей мезополос-II с образцом в целом. Возникновение мезосубструктуры-II имеет принципиально важное значение для понимания природы усталостной прочности: завершение ее развития приводит к распространению по границам мезосубструктуры-II магистральной трещины и усталостному разрушению образца. Подробно этот процесс рассмотрен в гл. 9.

При активном растяжении картина эволюции трансляционно-ротационных вихрей нестационарна. Во-первых, наблюдается осцилляция скорости их трансляционно-ротационного движения: ускорение движения одного вихря сопровождается замедлением движения смежных с ним вихрей. Это вполне естественно, учитывая релаксационный характер пластической деформации. Если одни концентраторы напряжений, достигнув критической величины, релаксируют, то другие в это время должны набирать критическую величину. Затем картина меняется. Такова динамика развития пластической деформации как релаксационного процесса. Поэтому в одном и том же сечении одни зоны могут испытывать сдвиги-повороты одного знака, другие — противоположного знака, а третьи зоны — вообще не испытывать в данный момент пластической деформации. Примеры такой осцилляции приведены на рис. 1.2. Как следствие, наблюдается волнообразный характер распространения сдвигов-поворотов вдоль образца [18—25]. Естественно, что волновая картина не является стационарной и существенно зависит от природы материала, его внутренней структуры, характера и условий нагружения.

Во-вторых, за счет динамики взаимодействия трансляционно-ротационных вихрей неизбежно более крупные и, следовательно, более мощные вихри постепенно поглощают более мелкие. Это, естественно,

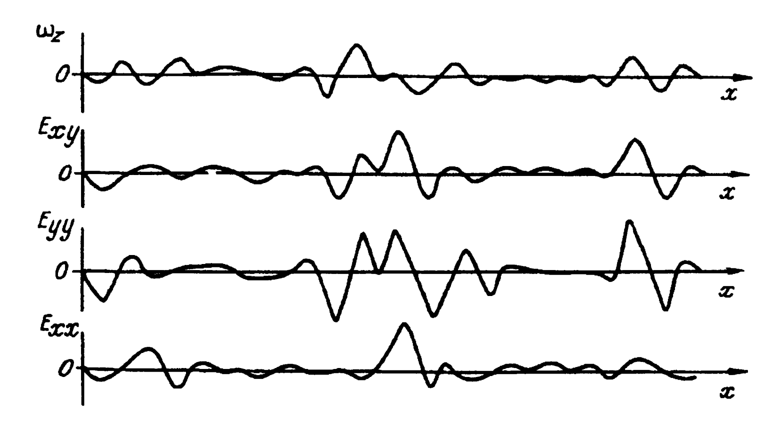


Рис. 1.2. Характер распределения поперечной E_{xx}, продольной E_{yy}, сдвиговой E_{xy} и поворотной ω_z составляющих вектора смещения по участку образца поликристалла кремнистого железа (растяжение при $T = 293$ K, $\varepsilon = 3$ %).

меняет характер волновой осцилляции сдвигов-поворотов вдоль деформируемого образца по мере увеличения степени деформации.

Рассмотрим несколько примеров.

На рис. 1.3 приведена эволюция волновых картин осцилляции сдвигов-поворотов вдоль крупнокристаллического образца кремнистого железа при растяжении ($T = 293$ K) [6, 18]. В этом материале сильно выражено одиночное скольжение и наблюдается большой разброс зерен по размерам. Из рис. 1.3 видно, что вначале наблюдается достаточно хорошая регулярность волновой осцилляции сдвигов-поворотов вдоль деформируемого образца. Однако очень быстро она исчезает.

Напомним, что в таком образце около очень крупных зерен возникают и очень крупные трансляционно-ротационные вихри (см. фото 1.2). В ходе деформации они поглощают мелкие вихри, и регулярность волновой картины нарушается. По нашему мнению, все материалы с сильно выраженным одиночным скольжением должны иметь быстрое нарушение регулярности осцилляций сдвигов-поворотов вдоль деформируемого образца.

Совсем другая картина наблюдается при растяжении поликристаллов алюминия и свинца, которые характеризуются большим числом систем скольжения. На рис. 1.4 показана волновая осцилляция сдвигов-поворотов при растяжении крупнокристаллического образца Al [6, 23]. Регулярность волновой картины хорошо заметна, она становится более выраженной при возрастании степени деформации. Эта картина соответствует случаю, когда каждая полуволна сдвига связана с трансляционно-ротационным вихрем определенного знака. Смежные полуволны сдвига отвечают вихрям разного знака. Каждый вихрь формирует свою мезополосу, которая состоит из зон с чередующимися по направлениям кристаллографическими сдвигами (подобно фото 9.5). Большое число систем скольжения в алюминии позволяет реализоватъ

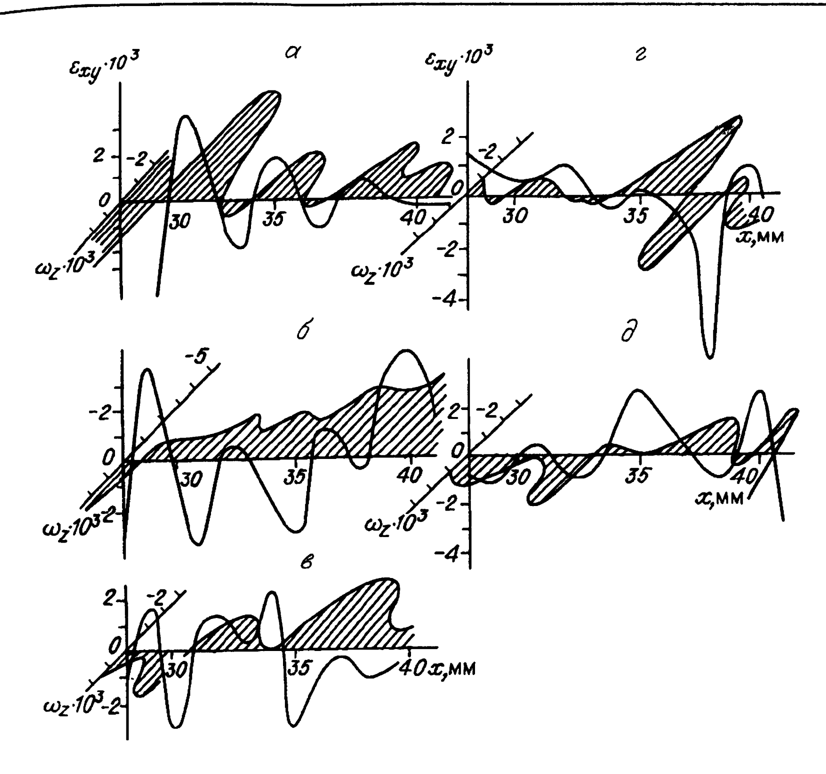


Рис. 1.3. Эволюция распределения локальных сдвигов ε_{xy} и локальных поворотов ω_z вдоль продольной оси x растягиваемого образца крупнозернистого (d = 10 мм) кремнистого железа для различных участков кривой нагружения.

Приросты общей деформации, %: *а* – 0,48–0,68; *б* – 0,68–0,88; *в* – 0,88–1,08; *г* – 1,08–1,28; *д* – 1,28–1,48 [6].

такое частое чередование кристаллографических сдвигов. Это приводит к тому, что частота осцилляций поворотов оказывается больше соответствующей частоты осцилляций сдвигов. Параметры волновых картин на рис. 1.4 дают важную информацию о характере деформации на мезоуровне-II. Количество полуволн осцилляций сдвига определяет число трансляционно-ротационных вихрей на длине образца, а длина этих полуволн соответствует размерам вихрей (их диаметру).

Осцилляции поворотов характеризуют структуру мезополос-II. Число полуволн осцилляции поворота, которые находятся в пределах полуволны осцилляции сдвига, показывает число зон с чередующимися направлениями сдвигов в мезополосе-II. А по длине полуволны осцилляции поворота судят о линейном размере таких зон. Сформулированное правило необходимо применять к кривым волновых осцилляций, построенным в направлениях мезополос-II, т.е. под углом 45° к оси образца. Именно эти кривые нужно строить в эксперименте, поскольку они отражают физику осцилляций мезополос-II. Правда, в

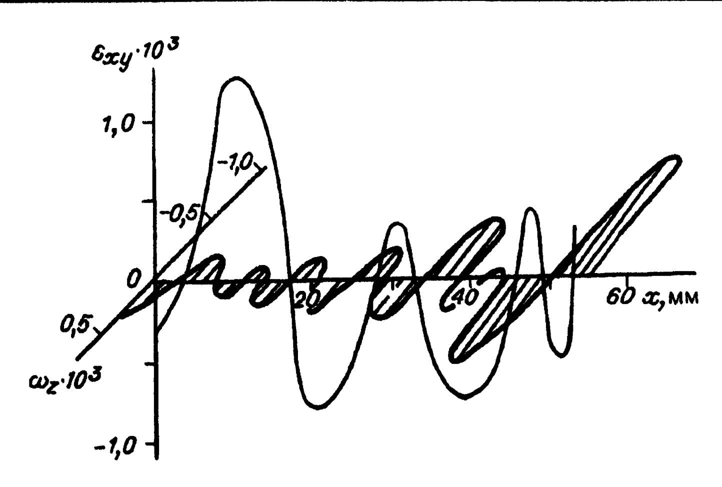


Рис. 1.4. Пространственная часть волны осцилляций сдвигов-поворотов в крупнозернистом алюминии (размер зерна 10 мм) [23].

работах [19—25] кривые волновых осцилляций построены вдоль оси деформируемого образца. Информативность экспериментальных результатов резко возрастает, если исследовать волновые картины вдоль направлений максимальных касательных напряжений.

В мелкокристаллическом образце алюминия (диаметр зерна 40 мкм) внутренняя структура образца не выявляется [6]. Получаемая для такого материала картина (рис. 1.5) характеризует поведение "бесструктурного" материала и соответствует, таким образом, макромасштабному уровню образца. Поэтому перейдем к более подробному рассмотрению формирования полосовых структур на макромасштабном уровне.

Макромасштабный уровень. Представленная на рис. 1.5 волновая картина осцилляций сдвигов-поворотов в "бесструктурном" образце качественно отличается от волновой картины крупнозернистого образца (ср. рис. 1.4 и 1.5). Из рис. 1.5 прежде всего видно, что на макроуровне наблюдается синфазность осцилляций сдвигов и поворотов, чего не было на мезоуровне у крупнокристаллического образца алюминия. Во-вторых, на участке образца 40—50 мм возникает сильнолокализованный макровихрь сдвига-поворота, который инициирует на остальной части образца серию синфазных макрополос сдвига-поворота. Следует подчеркнуть три характерные особенности волновой картины на рис. 1.5:

— один локализованный трансляционно-ротационный макровихрь компенсируется всей совокупностью сдвигов-поворотов макрополос на остальной части образца;

— если сдвиги на макрополосах осциллируют с изменением знака, то осцилляция поворотов у макрополос происходит только по величине, знак поворота при этом сохраняется;

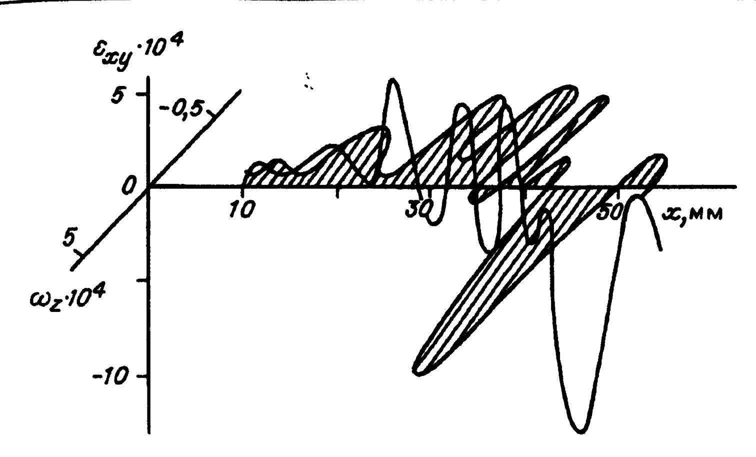


Рис. 1.5. Пространственная часть волны осцилляций в мелкозернистом алюминии (размер зерна 40 мкм) [6].

— пики поворотов полос соответствуют пикам их сдвига, знак которого противоположен знаку сдвига в трансляционно-ротационном вихре. А минимумы поворотов всегда отвечают пикам сдвигов, знак которых совпадает со знаком сдвига основного вихря.

Эти особенности свидетельствуют о том, что первичный (или ведущий) процесс в деформации мелкозернистого образца — возникновение локализованного трансляционно-ротационного вихря на участке 40—50 мм. Остальная часть образца увлекается сдвигом вихря в этом же направлении, что вызывает действие на образец изгибающего момента. Последний формирует на боковой поверхности изгибаемого образца серию концентраторов напряжений. Они порождают серию макрополос, распространяющихся в противоположном (вихрю) направлении, вызывая обратные по знаку сдвиги и повороты. Промежутки между макрополосами продолжают перемещаться в направлении сдвига и поворота основного вихря.

Таким образом, данные рис. 1.5 приводят к заключению о появлении на боковой поверхности деформируемого растяжением образца макроконцентраторов напряжений, которые должны порождать в образце поперечные макрополосы. При этом ведущим в образовании поперечных макрополос должен быть локализованный трансляционно-ротационный вихрь. Подобный механизм деформации до сих пор в литературе не обсуждался.

Для проверки возможности предложенного механизма деформации на макроуровне были поставлены специальные опыты. В плоский образец вводился сварной шов. Известно, что такой шов всегда сопровождает зона термического влияния (ЗТВ), которая в большинстве высокопрочных материалов оказывается разупрочненной. При растяжении образца со швом в ЗТВ протекает значительная пластическая деформация, обусловливающая локализованный трансляционно-рота-

ционный вихрь. Как следствие, на основной части образца надо ожидать появление поперечных макрополос. Результаты проведенных экспериментов действительно это подтвердили* (см. более подробно гл. 11). Так, на фото 11.8, 11.10 представлены картины полосовых структур для образцов стали Х18Н10, содержащих сварной шов. Если шов получали аргонно-дуговой сваркой и зона термического влияния имела достаточно большую ширину, в ЗТВ формировался трансляционно-ротационный вихрь очень большой мощности. Соответственно в образце появлялись ярко выраженные поперечные макрополосы (см. фото 11.10), вид которых хорошо согласуется с картиной волновых осцилляций, представленной на рис. 1.5. Полосы распространяются в направлении, противоположном направлению локализованного сдвига в ЗТВ. На боковой поверхности плоского образца в местах зарождения поперечных макрополос возникают локальные шейки.

Если шов получали электронно-лучевой сваркой и ЗТВ была очень узкой, в этой зоне формировался менее мощный трансляционно-ротационный вихрь. Соответственно на боковой поверхности образца зарождались как поперечные макрополосы, так и мезополосы-II, распространяющиеся по направлениям максимальных касательных напряжений (см. фото 11.8). В этом случае на боковой поверхности образца также появляются локальные шейки, только развивались они более медленно.

Для подтверждения роли макроКН в формировании поперечных макрополос был проведен специальный эксперимент с растяжением образцов кремнистого железа, на боковой поверхности которых наносился специальный надрез**. Как и следовало ожидать, макроконцентратор напряжений порождает поперечную макрополосу, структура которой приведена на фото 1.4.

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют об общей закономерности появления макрополос при растяжении образцов, в которых формируются сильнолокализованные вихри. Хотя структура полос может существенно зависеть от вида материала и условий его нагружения (см. подробнее гл. 11), из полученных результатов вытекает два очень важных следствия.

Во-первых, становится понятной опасная роль любой локализации деформации в деформируемом материале. Связанный с такой локализацией деформации ТРВ вызывает в деформируемом материале серию макроКН, которые вначале порождают макрополосовые структуры, а затем и разрушение материала.

Во-вторых, проливается свет на природу часто наблюдаемого при высокотемпературной деформации явления "бегающей шейки", кото-

---

*Панин В.Е., Плешанов В.С. и др. Макрополосовые структуры при растяжении поликристаллов с крупномасштабными концентраторами напряжений // ДАН. — 1995.

**Панин В.Е., Дерюгин Е.Е. Самоорганизация мезосубструктур на концентраторах напряжений в поликристаллах Fe + 3 % ат. Si // ФММ. — 1995.

рое на основе традиционных представлений не имело объяснений. Однако оно становится понятным, если учесть, что при высокотемпературной деформации всегда резко усиливается локализация деформации. Очевидно, в этих условиях в одной из зон локализации деформации возникает сильнолокализованный ТРВ, который создает действующий на образец изгибающий момент. Последний порождает на боковой поверхности образца серию макроконцентраторов напряжений и связанных с ними поперечных макрополос. По мере растяжения они включаются последовательно. Зарождение каждой новой поперечной макрополосы около макроКН сопровождается его релаксацией, и связанная с ним шейка "замораживается". Далее изгибающий момент "включает" следующий макроКН, и образуется новая шейка. Процесс многократно повторяется, создавая эффект "бегающей шейки". Если такой локализованный ТРВ получить искусственно (введением разупрочненной зоны термического влияния около сварного шва), то эффект "бегающей шейки" в деформируемом образце проявится и при комнатной температуре.

Предложенный механизм "бегающей шейки" вопреки общепринятому мнению является не стохастическим, а вполне детерминированным. В его основе лежит эффект образования при растяжении сильнолокализованных трансляционно-ротационных вихрей.

1.5. Иерархия поворотных мод деформации и фрактальная размерность

Поворотные моды деформации на различных масштабных уровнях качественно отличаются друг от друга. Их эволюция при увеличении степени деформации закономерно отражается в изменении фрактальной размерности, что может быть использовано во многих теоретических и прикладных задачах. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Микромасштабный уровень. Любой одиночный сдвиг сопровождается материальным поворотом кристаллической решетки. На микромасштабном уровне такие материальные повороты могут компенсироваться только путем мультиплетного скольжения. Поэтому в механике сплошной среды и теории дислокаций пластическое течение описывается как суперпозиция сдвигов по 5—6 системам скольжения. Пластическая деформация при таком описании является сугубо трансляционным процессом, что представлено в уравнениях механики компонентами тензора дисторсии.

В то же время в сплавах с низкой энергией дефекта упаковки и ближним порядком при деформации очень часто зарождаются дислокационные диполи (рис. 1.6). Сопряжение в диполе плоских скоплений дислокаций противоположного знака связано с необходимостью взаимной компенсации материальных поворотов разного знака в отдельных плоских скоплениях. Легко понять, почему закон сохранения момента количества движения в сплавах подобного типа приводит к образованию дислокационных диполей. Ближний порядок в границах зерен

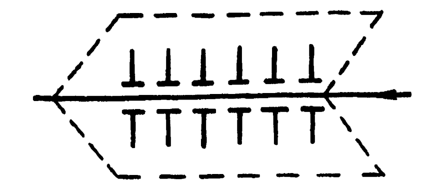


Рис. 1.6. Схема сопряжения двух плоских скоплений дислокаций противоположного знака в дислокационном диполе [27].

затрудняет зернограничное скольжение, необходимое для функционирования источников дислокаций и инициирования множественного скольжения как вихря материального поворота. Выход дислокаций из их плоскостей скольжения с формированием разориентированной дислокационной структуры затруднен из-за значительной расщепленности дислокаций и ближнего порядка. В результате сильный материальный поворот в плоском скоплении дислокаций может быть скомпенсирован лишь порождением сопряженного плоского скопления противоположного знака. Нетрудно видеть, что планарный дислокационный диполь — фактически объемный мезодефект, появление которого связано с поворотными модами деформации. Его фрактальная размерность Хаусдорфа—Безиковича заведомо больше топологической размерности планарного плоского скопления.

Еще более нагляден пример самоорганизации одиночных мартенситных ламелей в виде "елочек" при пластической деформации материалов с термоупругим мартенситным превращением (рис. 1.7). В них сопрягаются пары одиночным ламелей, имеющие повороты разного знака. Очевидно, мартенситная ламель в зоне концентратора напряжений связана с коллективным поворотом решетки в определенном объеме и порождает в смежном объеме поле поворотного момента противоположного знака. Низкая сдвиговая устойчивость исходной решетки аустенита позволяет выявить эту зону влияния мартенситной ламели в виде сопряженной ламели с противоположным знаком поворота. Сопряженная пара мартенситных ламелей имеет фрактальную размерность Хаусдорфа—Безиковича, значительно бóльшую, чем топологическая размерность планарного мартенсита.

Можно привести многочисленные примеры существования поворотных мод при дислокационном скольжении, которое сопровождается поворотом определенных объемов материала (см., например, фото 9.2 и 9.3, *б*). Как следствие, в деформируемом материале возникает фрактальная структура, эволюция которой завершается разрушением материала. На поздних стадиях деформации этот процесс проявляется как фрагментация материала [54]. Долгое время в литературе было принято считать, что поворотные моды начинают играть существенную роль только при больших степенях деформации, когда наблюдается эффект фрагментации материала. На первой же стадии деформации, когда она осуществляется движением дислокаций, пластическое течение описывают как сугубо трансляционный процесс. Это мнение ошибочно.

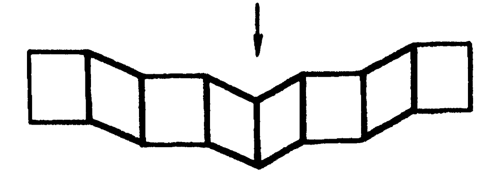


Рис. 1.7. Схема сопряжения мартенситных ламелей с углами поворота разного знака [79].

Известно, что ячеистая дислокационная структура образуется уже при небольших степенях деформации металлов и сплавов с не очень низкой энергией дефекта упаковки. С ростом степени деформации разориентация ячеек непрерывно возрастает, поскольку движение дислокационных ансамблей сопровождается поворотом объемных структурных элементов. Другими словами, учет поворотных мод деформации, сопровождающих кристаллографические сдвиги, изменяет наши представления о топологии дислокационных ансамблей. Очевидно, описывать дислокационное скольжение как сугубо трансляционное движение не совсем корректно.

Можно только с определенным приближением считать, что движение дислокации как элементарный акт пластической деформации на микромасштабном уровне является трансляционным. Однако уже при описании движения дислокационных ансамблей это приближение оказывается неприемлемым. Сопровождающие движение дислокационных ансамблей поворотные моды охватывают целые микрообъемы, вызывая не только материальные, но и кристаллографические повороты.

Поэтому в общем случае используемая в механике сплошной среды и теории дислокаций методология описания пластического течения как суперпозиции только трансляционных мод деформации неверна. Поворотные моды деформации имеют место с самого начала движения дислокаций, приводя к непрерывному возрастанию разориентации микрообъемов материала. Это существенно влияет на характер самоорганизации деформационных дефектов и определяет все многообразие диссипативных структур в дислокационных ансамблях. Совершенно очевидно, что в теории деформируемого твердого тела необходим учет поворотных моментов и компонентов тензора изгиба-кручения. Это существенно при переходе от механики сплошной среды к мезомеханике структурно-неоднородных сред.

М е з о м а с ш т а б н ы й у р о в е н ь. Попытки учесть поворотные моменты в рамках механики сплошной среды были и ранее. Однако они не привели к качественно новым результатам, так как действие поворотных моментов рассматривали в точке, что давало малый эффект.

Учет внутренней структуры материала на мезоуровне приводит к качественно новому результату. В этом случае поворотный момент действует не в точке, а на структурный элемент. Как следствие, поворотные моменты на мезоуровне оказываются значительными. В самосогласованные повороты вовлекаются целые конгломераты структурных элементов среды, образуя ТРВ различного размера. Возника-

ющие при этом мезоКН порождают качественно новые механизмы деформации, примеры которых приводились в предыдущих разделах. Все многообразие мезомеханизмов деформации обусловлено движением в пространстве объемных структурных элементов с ярко выраженными эффектами изгиба-кручения. Экспериментально это наиболее четко проявляется при высокотемпературной деформации, ползучести, знакопеременном нагружении. При активном растяжении в условиях комнатных температур эффектам изгиба-кручения способствуют затрудненное поперечное скольжение дислокаций и малое число систем скольжения. Примерами могут служить кремнистое железо (см. фото 1.2), высокомарганцовистая сталь Гадфильда (фото 1.7) и др. Естественно, что фрактальная размерность Хаусдорфа—Безиковича в этом случае сильно отличается от топологической размерности планарных дислокационных ансамблей.

В общем случае с увеличением степени деформации непрерывно возрастает роль крупномасштабных структурных уровней, вовлекающих в ТРВ крупномасштабные структурные элементы. Поэтому фрактальная размерность деформируемой среды непрерывно увеличивается. Наблюдается хорошая корреляция стадийности кривых пластического течения и соответствующих кривых фрактальной размерности. Это вполне понятно. Включение в деформацию каждого нового структурного уровня обусловливает вовлечение нового канала диссипации энергии, что неизбежно отражается на значениях коэффициента деформационного упрочнения $\theta = d\sigma/d\varepsilon$ или скорости пластического течения при ползучести. Поэтому изучение фрактальной размерности дает очень важную информацию о характере вовлечения в пластическое течение иерархии структурных уровней деформации. Такая информация может быть использована для прогнозирования ресурса нагруженных конструкций.

Следует особо подчеркнуть, что возникающий на поверхности деформируемого образца или конструкции рельеф отражает не специфику поверхностного слоя, а деформационные процессы в объеме материала. Причиной этого являются поворотные моды деформации, которые вызывают изменение рельефа поверхности при любом внутреннем сдвиге. На данном обстоятельстве базируется новый метод неразрушающего контроля, предложенный в [29].

Описание деформируемого твердого тела как многоуровневой системы, в которой самосогласованно движутся объемные структурные элементы различного масштаба, является основной задачей физической мезомеханики. В общем случае движение структурных элементов деформации включает как трансляции, так и сопровождающие их поворотные моды. При этом в уравнения механики, помимо тензора дисторсии, вводится и тензор изгиба-кручения, что приводит к качественно новому пониманию закономерностей пластического течения и разрушения твердых тел.

1.6. Физическая мезомеханика пластической деформации и разрушения

Основная проблема механики деформируемого твердого тела состоит в установлении связи между внешним воздействием, изменением исходной структуры среды и возникающими вследствие этого механическими полями. Наибольший интерес представляют модели реальных сред с дефектами. Наличие дефектов делает среду сугубо нелинейной. Для характеристики такой системы вводится тензор дисторсии, содержащий шесть компонентов упругой деформации и три компонента вектора поворота. Разрывность вектора поворота вызывает появление коллективных или ротационных мод деформации.

Уравнения баланса дефектов строятся из различных геометрических соображений, обычно без учета зависимости состояния среды от времени. В настоящее время для описания среды с дефектами широко используются представления калибровочных полей [8, 61—66]. Это позволяет изучать процессы, обусловленные взаимосвязью механических изменений внутри заданного структурного элемента, в смежных с ним элементах и во внешних объектах.

В работе [8] развита теория описания структурно-неоднородной среды с дефектами, основанная на формализме Лагранжа. Исходным является лагранжиан, вариация которого приводит к волновым уравнениям классической теории упругости. В дальнейшем учитывается внутренняя структура материала. Принимается, что деформация протекает на двух структурных уровнях: деформация самих структурных элементов и их перемещение как целого. Согласно экспериментальным данным, никаких ограничений на деформацию структурных элементов нет. Это дает возможность в качестве калибровочной группы использовать группу GL(3). При таком описании источники дефектов при пластической деформации связаны с изменением структурных элементов. Принцип локальной калибровочной инвариантности позволяет построить новый лагранжиан, из которого получается замкнутая система уравнений относительно источников и полей дефектов. Необходимо подчеркнуть, что исходный и новый лагранжианы описывают два разных состояния системы. Принцип локальной калибровочной инвариантности является способом описания нового состояния с дефектами, состоящим в локализации пространственной симметрии.

Ковариантные уравнения движения для рассматриваемой структурно-неоднородной среды имеют вид [8]

$$\sigma^{a\mu\nu}_{,\nu} - f^{abc}A^{b}_{\nu}\sigma^{a\mu\nu} = \frac{1}{l^{2D_f}}J^{a\mu}, \qquad (1.1)$$

$$g^{ik}\eta^{i\alpha}(D_\mu\eta^{\gamma}_{i})(D_\nu\eta^{\beta}_{j})C^{\mu\nu}_{\alpha\beta} + \{g^{ij}A^{\alpha}_{\mu}\lambda^{ak}_{i}D_\nu\eta^{\beta}_{j} + g^{kj}(D_\nu\eta^{\beta}_{i})_{,\mu} -$$
$$- (g^{km}\eta^{j\gamma} + g^{mj}\eta^{k\gamma})\eta^{\alpha}_{m,\mu}D_\nu\eta^{\beta}_{j}\}C^{\mu\nu}_{\alpha\beta} = 0, \qquad (1.2)$$

$$D_\nu(e_{\nu\mu\lambda\alpha}\sigma^{a}_{\lambda\alpha}) = 0. \qquad (1.3)$$

Уравнение (1.1) связывает свободное поле с ковариантным током полей локальных реперов $J^{a\mu} = g^{ij}\lambda_i^{ak}\eta_k^a D_\mu \eta_j^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}$; уравнение (1.2) — это уравнение для источников ($\eta^{ja} = \eta_m^\alpha g^{mj}$); уравнение (1.3) — тождество Бианки, устанавливающее связь между соответствующими компонентами тензора напряженности.

Перепишем уравнение (1.1) в векторной форме, принятой в механике сплошной среды:

$$\operatorname{div} S^a - f^{abc}(A^b \cdot S^c) = \frac{1}{l^{2D_f}} J^{a0}; \qquad (1.4)$$

$$(\operatorname{rot} S^a)_\mu - f^{abc}[A^b \times S^c]_\mu = \frac{\partial R_\mu^a}{\partial t}; \qquad (1.5)$$

$$(\operatorname{rot} R^a)_\mu - f^{abc}[A^b \times R^c]_\mu = \frac{1}{C_t^2}\frac{\partial S_\mu^a}{\partial t} + \frac{1}{l^{2D_f}} J^{a\mu}; \qquad (1.6)$$

$$\operatorname{div} R^a - f^{abc}(A^b \cdot R^c) = 0, \qquad (1.7)$$

где $J^{a0} = -\rho g^{ij}\lambda_i^{ak}\eta_k^\alpha \dot{\eta}_j^\alpha, \qquad J^{a\mu} = g^{ij}\lambda_i^{ak}(D_\nu \eta^\beta) C_{\alpha\beta}^{\mu\nu}.$

Здесь S^a — изменение во времени градиента компонента тензора дисторсии, $a = 1,2,\ldots,9$; A^b — градиент компонента тензора дисторсии, отражающий калибровочное поле; C_t — предельная скорость распространения калибровочного поля в структурно-неоднородной среде; R^a — градиент компонента тензора изгиба-кручения; f^{abc} — структурные константы, учитывающие, что калибровочные поля образуют алгебру Ли; λ_a — генераторы группы GL(3); J^{a0} — источники калибровочных полей, связанные с изменением репера η во времени; $J^{a\mu}$ — потоки, обусловленные изменением репера в пространстве; $D_\nu = \partial_\nu - \lambda^a B_\nu^a$ — ковариантная производная; S^c, R^c — компоненты тензора напряженности калибровочного поля; $C_{\alpha\beta}^\mu$ — упругие константы; ρ — плотность материала; l — размерный параметр структурных уровней деформации среды; D_f — фрактальная размерность.

Если провести в уравнениях (1.4)—(1.7) суммирование по групповому индексу, то полевые уравнения будут иметь вид

$$\operatorname{div} V = g^{ij}\eta_i^\alpha \dot{\eta}_{j\alpha}; \qquad (1.8)$$

$$\operatorname{rot} V = \frac{\partial \omega}{\partial t}, \qquad (1.9)$$

$$(\operatorname{rot}\omega)_\mu = \frac{1}{C_t^2}\left(\frac{\partial V}{\partial t}\right)_\mu + g^{ij}\eta_i^\alpha (D_\mu \eta_{j\alpha}), \qquad (1.10)$$

$$\operatorname{div}\omega = 0, \qquad (1.11)$$

где V — скорость смещений; ω — угол поворота.

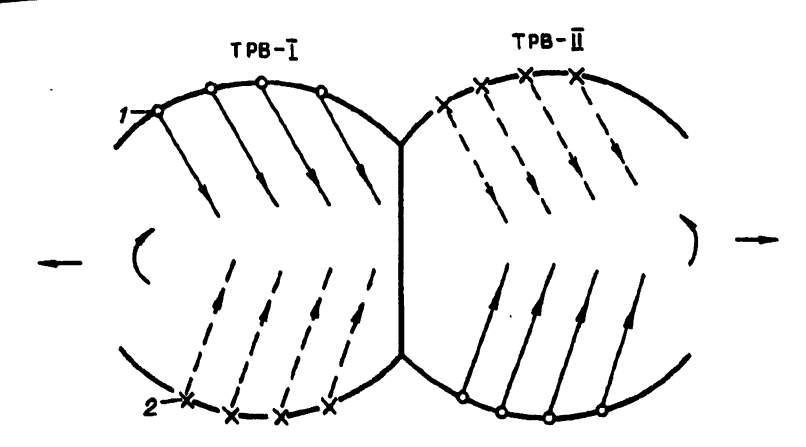


Рис. 1.8. Схема взаимодействия двух смежных трансляционно-ротационных вихрей в деформируемом твердом теле.
1 — активные, *2* — потенциальные источники.

Система уравнений (1.4)—(1.7) или (1.8)—(1.11) описывает законы поведения вихревого механического поля в деформируемом твердом теле. Как отмечалось, один вихрь может вовлекать в самосогласованное трансляционно-ротационное движение целую совокупность структурных элементов. Очевидно, в соответствии с законом сохранения момента количества движения смежные вихри механического поля должны иметь направления поворотов разных знаков. Поэтому вихревое механическое поле при движении вдоль образца должно быть осциллирующим, т.е. ротор первичного скольжения rotS^{α} и связанный с ним вихрь трансляционно-ротационного движения должны быть органически связаны с ротором аккомодационных поворотных мод в смежном вихре с противоположным знаком поворота.

Рассмотрим модель взаимодействия двух смежных вихрей: ТРВ-I и ТРВ-II, испытывающих повороты в противоположных направлениях. Экспериментальные данные показывают, что в каждом из них имеется два типа источников дислокаций, которые позволяют вихрю включать две разные системы скольжения и поворачиваться то в одном, то в другом направлении (рис. 1.8).

Указанные два типа источников и связанных с ними систем скольжения, как правило, распределены в разных структурных элементах вихря, т.е. при повороте вихря в одном направлении активное скольжение происходит в одних зернах вихря, при повороте в другом направлении — в других зернах этого же вихря. Однако наблюдаются случаи, когда оба типа систем скольжения расположены в разных участках одного и того же структурного элемента (например, при деформации поликристалла с очень большой величиной зерна). На фазе движения ТРВ-I (см. рис. 1.8) в прямом направлении его ак-

тивные источники (*1*) дислокаций испытывают релаксацию. Но одновременно с этим вторая система источников в ТРВ-I (*2*) накапливает потенциальную энергию за счет воздействия на него ТРВ-II, испытывающего поворот в противоположном направлении. Соответственно в ТРВ-II происходит противоположный процесс. Далее наблюдается вторая фаза движения. Потенциальные источники дислокаций в ТРВ-I, достигнув критической величины, начинают испускать релаксационные потоки дефектов.

Направление активной деформации и поворота ТРВ-I меняется на противоположное, при этом картина движения ТРВ-II оказывается обратной. Таким образом, взаимосвязанное движение смежных вихрей ТРВ-I и ТРВ-II, несмотря на релаксационный характер пластического течения, обеспечивает непрерывную генерацию источников дислокаций двух типов и осцилляцию трансляционно-ротационного движения вихрей. В основе этой осцилляции лежит взаимодействие поворотных мод деформации смежных трансляционно-ротационных вихрей.

На основании изложенного рассмотрим совместно уравнения (1.9) и (1.10) для роторов скоростей первичного скольжения и аккомодационных потоков поворотного типа в смежных трансляционно-ротационных вихрях. Взяв производную по времени уравнения (1.10) и подставив вместо $\partial\omega/\partial t$ его выражение (1.9), а также используя для $\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}V$ его выражение через оператор Лапласа ΔV, получим волновое уравнение для $V = V(t)$:

$$\Delta V - \frac{1}{C_t^2}\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^\alpha (D_\mu \eta_j^\alpha)\right) - \mathrm{grad}\, g^{ij}\eta_i^\alpha \dot{\eta}_j^\alpha. \qquad (1.12)$$

Аналогичное волновое уравнение для угла поворота $\omega = \omega(t)$ имеет вид

$$\Delta\omega - \frac{1}{C_t^2}\frac{\partial^2\omega}{\partial t^2} = \mathrm{rot}\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^\alpha (D_\mu \eta_j^\alpha). \qquad (1.13)$$

Волновые уравнения (1.12), (1.13) описывают характер взаимодействия смежных трансляционно-ротационных вихрей в деформируемой структурно-неоднородной среде. Наличие зависящей от координат и времени правой части в волновых уравнениях (1.12), (1.13) свидетельствует о том, что осцилляции поворотов смежных вихрей являются нерегулярными и затухающими. Это вполне естественно, так как в диссипативной среде регулярных вихрей и связанных с ними осцилляций быть не может. Плотность и распределение дефектов в деформируемой среде непрерывно меняются, включаются новые структурные уровни деформации. Поэтому характер осцилляций вихревого механического поля должен быть функцией координат и времени и в ходе деформации будет непрерывно меняться.

Анализ правой части уравнений (1.12), (1.13) позволяет получить важную информацию о характере вихревого механического поля в деформируемом твердом теле и сформулировать критерии его пластичности и разрушения.

1.7. Критерии пластичности и сверхпластичности

Величина правой части уравнений (1.12), (1.13) определяет характер взаимодействия смежных трансляционно-ротационных вихрей. Рассмотрим наиболее важные случаи.

1. Правая часть волновых уравнений (1.12), (1.13) мала, т.е.

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D\eta_{j\alpha})\right) \cong \mathrm{grad}\, g^{ij}\eta_j^{\alpha}\dot{\eta}_{j\alpha}, \tag{1.14}$$

$$\mathrm{rot}\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D_{\mu}\eta_j^{\alpha}) \cong 0. \tag{1.15}$$

Условия (1.14)—(1.15) означают, что осцилляции движения смежных трансляционно-ротационных вихрей оказываются достаточно регулярными и затухают слабо. Из уравнений (1.14), (1.15) следует, что для этого необходимо:

— потоки дефектов по границам структурных элементов, обусловленные ротором первичного скольжения в ТРВ-I, должны обеспечивать восстановление потенциальных источников дислокаций в смежном вихре (для его обратного движения). Соответственно такая же картина должна иметь место для влияния второго вихря на первый (см. условие (1.14));

— потоки дефектов по границам структурных элементов должны быть распределены вдоль границ достаточно однородно и не создавать локализованных поворотных моментов (см. условие (1.15)).

Оба указанных условия удовлетворяются, если взаимодействие смежных вихрей относительно слабое и гетерогенная структура среды достаточно однородна. В противном случае условия (1.14), (1.15) могут выполняться сугубо локально для определенной совокупности трансляционно-ротационных вихрей. Наиболее вероятно выполнение условий (1.14), (1.15) для областей достаточной протяженности в случае чистых металлов с плотноупакованной решеткой. Легкость структурного перестроения в такой решетке делает возможным локализовать значительную часть аккомодационных поворотных мод вместе с первичным скольжением в одном структурном элементе. Наряду с этим в чистых металлах достаточно легко происходит зернограничное скольжение и соответственно легко возникают источники дислокаций. Поэтому при растяжении металлов с плотноупакованной решеткой можно ожидать в протяженных областях образца достаточно регулярных осцилляций движения смежных трансляционно-ротационных вихрей.

2 Заказ № 263

Это хорошо согласуется с экспериментальными результатами для алюминия (см. рис. 1.4). Для всех других металлов и сплавов эволюция осцилляций трансляционно-ротационных вихрей будет сложнее. В частности, если в исходном материале затруднены зернограничные потоки дефектов, то начало деформации всегда будет связано с движением по образцу солитона поворотной природы, который должен подготовить материал к движению трансляционно-ротационных вихрей. Это явление известно как движение полос Людерса—Чернова.

В синергетике описанный выше пространственно-временной процесс осцилляции сдвигов-поворотов в деформируемом твердом теле классифицируется как фазовые волны [67]. Если осцилляция наблюдается только в пространстве, а во времени ее нет, то такие фазовые волны приводят к сильной пространственной локализации деформации. В этом случае в каждом трансляционно-ротационном вихре работает только одна система источников (рис. 1.8). Но включаются они в смежных вихрях со сдвигом фазы. Пример такой фазовой волны приведен на рис. 7.7 для поликристаллического алюминия. По существу, такая пространственно-локализованная фазовая волна формирует мезосубструктуру-II, что препятствует высокой пластичности материала. Чем дольше сохраняется пространственно-временной характер осцилляции сдвигов-поворотов, тем выше пластичность материала.

При определенных условиях деформации связь между смежными трансляционно-ротационными вихрями оказывается настолько слабой, что вихри могут двигаться индивидуально. Это приводит либо к ограниченной пластичности, либо, наоборот, к сверхпластичности. Рассмотрим эти случаи отдельно.

2. Правая часть волновых уравнений больше нуля, но не очень велика:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D\eta_{j\alpha})\right) > \operatorname{grad} g^{ij}\eta_j^{\alpha}\dot{\eta}_{j\alpha}, \qquad (1.16)$$

$$\operatorname{rot}\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D_{\mu}\eta_j^{\alpha}) > 0. \qquad (1.17)$$

Условия (1.16), (1.17) определяют относительно низкую пластичность.

Большие скорости деформационных дефектов по границам структурных элементов обусловливают их движение как целого. При этом аккомодационные процессы в приграничных зонах не успевают релаксировать возникающие концентраторы напряжений. Появляются многочисленные зоны стесненной деформации, в которых развиваются микровихри, несплошности материала, его фрагментация и экструзия [1, 2, 6]. Завершается это разрушением при очень небольшой пластичности.

В качестве примера условий (1.16), (1.17) можно привести высокотемпературную деформацию и ползучесть [10, 11]. Хорошо известно, что при высоких температурах деформации наблюдается падение пластичности, хотя процессы деформационного разупрочнения при этом

протекают интенсивно. Данный эффект падения пластичности связан с тем, что при высоких температурах границы структурных элементов ослабляются, и связь между вихрями оказывается недостаточной для их самоорганизации в пределах всего образца. Вместо осцилляции движения вихрей, которая имела место при средних температурах и обеспечивала однородность распределения макродеформации, возникает индивидуальное движение вихрей. Макродеформация становится неоднородной, резко усиливаются процессы локализации деформации в приграничных зонах [11]. В условиях отставания аккомодационных поворотных мод (условие (1.16)) происходит непрерывное нарастание несплошностей и микротрещин (фото 1.8). Пластичность оказывается невысокой.

3. Если в соотношении (1.16) знак неравенства изменить на обратный, оставить неизменным условие (1.17) и добавить требование, чтобы правые части волновых уравнений (1.12), (1.13) были малы, то получим условия сверхпластичности:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D\eta_{j\alpha})\right) < \operatorname{grad} g^{ij}\eta_j^{\alpha}\dot{\eta}_{j\alpha}, \tag{1.18}$$

$$\operatorname{rot}\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D_{\mu}\eta_j^{\alpha}) > 0, \tag{1.19}$$

правые части уравнений (1.12) и (1.13) — малы. (1.20)

Условие (1.18) означает, что скорость поворота структурных элементов меньше градиента скорости изменения репера структурного элемента. Следовательно, деформация не сопровождается возрастанием числа источников дислокаций, а превышение градиента скорости изменения размера репера над скоростью поворота структурного элемента может быть компенсировано действием такого механизма деформации, как локальная (в местах стесненной деформации) миграция границ недиффузионной природы*.

Малость в $\frac{\partial}{\partial t}\frac{1}{l^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D\eta_{j\alpha})$ необходима, чтобы обеспечить постоянный поток дефектов по границам структурных элементов и, следовательно, стационарный режим движения индивидуальных вихрей. Малость grad $g^{ij}\eta_j^{\alpha}\dot{\eta}_{j\alpha}$, т.е. малость градиента скорости изменения репера, необходима, чтобы при движении индивидуальных вихрей зоны стесненных деформаций и связанные с ними моментные напряжения могли успевать релаксировать за счет генерации дефектов и локальной миграции границ структурных элементов.

В принципе, любой материал может быть сверхпластичным. Но для выполнения условий сверхпластичности (1.18)—(1.20) необхо-

*Есть основания считать [6, 10], что в условиях сверхпластичности и высокотемпературной деформации, когда структурные элементы движутся как индивидуальные вихри, миграция границ зерен осуществляется путем переориентации решетки под действием моментных напряжений и является поворотной модой деформации.

димы очень жесткие ограничения на режим пластического деформирования и характеристики внутренней структуры:

а) внутренние границы раздела не должны иметь дальнодействующей составляющей межатомного взаимодействия, чтобы подавить самосогласованное движение многих структурных элементов. Каждый структурный элемент должен двигаться как индивидуальный трансляционно-ротационный вихрь. Его воздействие на смежные вихри должно быть сугубо близкодействующим;

б) число источников дефектов должно быть постоянным. Плотность деформационных дефектов в ходе сверхпластического течения не должна возрастать. Имеющиеся концентраторы напряжений, релаксируя в одном месте, должны возникать в другом, определяя стационарный режим вихревого движения структурных элементов;

в) температурно-скоростные условия нагружения должны быть жестко заданными, чтобы обеспечить протекание на границах раздела всех релаксационных процессов и восстановление релаксированных концентраторов напряжений (но уже в других точках структурного элемента).

Мезомеханика сверхпластичности связана со следующими механизмами деформации:

— зарождением дислокаций на границах раздела, их движением через весь структурный элемент и поглощением на противоположной границе [73]. Ротор такого трансляционного движения очень большой;

— зернограничными потоками дефектов и связанным с ними зернограничным проскальзыванием, вызванным ротором внутризеренного скольжения;

— движением структурных элементов среды как индивидуальных трансляционно-ротационных вихрей, которое порождает на границах раздела новые источники дислокаций. Испускаемые ими дислокации движутся затем через структурный элемент к его противоположной границе;

— возникновением зон стесненной деформации при вихревом движении неравноосных структурных элементов, преодолеваемым локальной миграцией границ зерен (в поликристаллах) или рассыпанием дислокаций в субграницах дислокационной структуры (в монокристаллах [68]).

Известные закономерности сверхпластичности металлических материалов и керамики [69—73] хорошо объясняются мезомеханикой сверхпластического течения.

1.8. Критерии и механизм разрушения на мезоуровне

В традиционной физике и механике разрушения принято считать, что в реальном твердом теле уже в исходном состоянии существуют микротрещины и разрушение связано только с их эволюцией. Разрушение рассматривают как трансляционное движение вершины магистральной трещины в результате релаксации возникающего в вершине

трещины концентратора напряжений. При таком подходе механика деформируемого твердого тела и механика разрушения развивались совершенно независимо друг от друга.

В мезомеханике дается другое представление, основанное на анализе поворотных мод деформации. Этот подход не требует постулировать существование микротрещин в исходном состоянии материала. ТРВ на низких структурных уровнях порождают несплошности с начала пластической деформации. В этом смысле можно считать, что в общем случае разрушение происходит с начала пластической деформации.

В данной постановке следует различать две стадии разрушения.

Первая стадия определяется эволюцией ТРВ на микро- и мезоуровнях. Самоорганизация вихрей инициирует непрерывный процесс осцилляции ТРВ и формирование мезоскопической субструктуры, в рамках которой появляются и распространяются микротрещины. Эти процессы не вызывают разрушения материала, но приводят к большому числу микротрещин.

Вторая стадия связана с возникновением ТРВ на самом высоком структурном уровне, когда его размер становится соизмеримым с поперечным размером образца. Такой вихрь локализован в определенном объеме образца и в пространстве не перемещается. Его эволюция обусловлена развитием потоков первичного скольжения, ротор которых не компенсируется поворотными модами аккомодационных потоков дефектов. В заданных граничных условиях образуется и развивается макротрещина как поворотная мода деформации, компенсирующая ротор первичного скольжения.

Исходя из выражений для роторов скоростей первичного скольжения (1.5) и аккомодационных потоков поворотного типа (1.6) критерий разрушения в общем виде будет иметь вид

$$\partial R^{\alpha}_{i\mu}/\partial t\big|_{i=N} > 0; \tag{1.21}$$

$$\mathrm{rot} R^{\alpha}_{i\mu}\big|_{i=N} = 0. \tag{1.22}$$

Условия (1.21), (1.22) приводят к важным физическим следствиям относительно механизма зарождения и распространения трещины на мезоуровне. Остановимся на них подробнее.

1. В соответствии с условием (1.21) появлению трещины всегда должно предшествовать протекание первичного скольжения. Поэтому даже абсолютно хрупкое разрушение должно иметь следы первичных пластических сдвигов. Это действительно всегда наблюдается экспериментально.

2. Если в соответствии с условием (1.22) в деформируемом кристалле подавлены все пластические аккомодационные повороты, первичный сдвиг должен сопровождаться возникновением несплошности как кристаллографического аккомодационного поворота, т.е. образованию трещины должна предшествовать фрагментация материала в зоне первичного скольжения.

3. Поскольку трещина не имеет кристаллографической направленности, предшествующие ей потоки первичного скольжения также в общем случае должны распространяться независимо от кристаллографической ориентации решетки. Это согласуется с хорошо известным фактом: в деформируемом материале после некоторой критической степени деформации на фоне обычной дислокационной структуры начинают распространяться микрополосы (microbands, shear bands), составляющие определенный угол с направлением растяжения или прокатки.

Как правило, они совпадают с направлением максимальных касательных напряжений (см. подробнее разд. 1.4).

4. Общая затрудненность пластических сдвигов, необходимость фрагментации материала, некристаллографический характер распространения первичного скольжения требуют для описания разрушения кристалла привлечения нетрадиционных представлений о его состоянии в зоне трещины. В [2, 3] впервые было высказано предположение о том, что разрушение можно описать на основе представлений о сильновозбужденных состояниях решетки, которые обеспечивают некристаллографический характер пластического течения.

5. Можно утверждать, что разрушению предшествует формирование некристаллографических структурных уровней деформации, вдоль которых происходит смещение (макрофрагментация). По некристаллографическим границам раздела макрофрагментов затем распространяется трещина как релаксационный механизм поворотного типа.

Результаты подробных экспериментальных исследований механизма разрушения в сильновозбужденных кристаллах [1, 4, 10, 11, 25, 26] полностью подтвердили следствия, вытекающие из критерия прочности (1.21), (1.22). То, что в голове распространяющейся трещины возникают особые состояния, материал "аморфизируется", отмечалось в некоторых экспериментальных работах (см., например, [74]). Но размеры этой сильновозбужденной зоны в кристалле со стабильной решеткой столь малы, что разрешить тонкие механизмы распространения трещины очень трудно. Чтобы увеличить масштабы этой зоны, необходимо взять предварительно сильновозбужденный кристалл. Тогда протяженность некристаллографического первичного скольжения можно существенно увеличить и наблюдать детали фрагментации и распространения трещины в макромасштабе.

Подробно этот вопрос рассмотрен в работе [26], в которой приведены характерные картины механизма разрушения поликристаллов сплава Pb + 1,9 %Sn, являющегося типичным примером сильновозбужденного кристалла [4]. Степень высокого возбуждения достигается легированием свинца компонентами с сильно различающимся значением атомного радиуса, предварительной деформацией при температуре жидкого азота и последующей высокотемпературной деформацией многоцикловым знакопеременным нагружением с сильной локализацией деформации в отдельных зернах поликристалла.

На всех представленных картинах наблюдаются протяженные некристаллографические сдвиги, предшествующие разрушению. Особен-

но четко они выявляются во вторичных электронах, где видны светящиеся треки (см. фото 1.1). Такие некристаллографические треки зарождаются на концентраторах напряжений и распространяются в виде либо одиночных следов, либо целого веера [26]. При большом увеличении можно наблюдать, что материал в зоне треков, а также в ближайшем окружении расслаивается на ламели. Это — характерная особенность поведения сильновозбужденных систем [2, 4]. Изменение ориентации расслоившихся ламелей в следе трека убедительно показывает, что вдоль трека происходит сдвиг макрообъемов материала относительно друг друга с локализацией сильного поворота в следе некристаллографического скольжения. Затем вдоль трека развивается трещина (см. фото 1.9). Здесь же можно увидеть четкую картину макрофрагментации зерна: через все зерно под углом 45° к оси образца проходит широкая полоса первичного скольжения, в пределах которой формируется новая граница раздела. При последующей деформации вдоль этой границы раздела распространяется трещина.

Магистральная трещина всегда связана с распространением некристаллографического скольжения через все сечение образца, чему предшествует сильная локализация поворотной моды в волне осцилляций трансляционно-ротационных вихрей.

При различных видах и условиях нагружения действуют различные механизмы аккомодационных поворотных мод. Этим определяется специфика деформации и разрушения в разных условиях деформирования. Рассмотрим несколько примеров, для чего вновь обратимся к анализу правых частей волновых уравнений (1.12), (1.13), описывающих характер взаимодействия трансляционно-ротационных вихрей.

Пусть правые части волновых уравнений (1.12), (1.13) велики. Это означает, что смежные вихри не осциллируют и испытывают повороты только в заданных противоположных направлениях с сильным затуханием. Такой процесс завершается возникновением трещины между вихрями. Его можно реализовать двумя условиями.

Первое задается уравнениями

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{l_i^{2D_f}} g^{ij} \eta_i^{\alpha} (D_{\mu} \eta_{j\alpha})\right) \ll \operatorname{grad} g^{ij} \eta_i^{\alpha} \dot{\eta}_{j\alpha}; \quad (1.23)$$

$$\operatorname{rot} \frac{1}{l_i^{2D_{fi}}} \dot{g}^{ij} \eta_i^{\alpha} (D_{\mu} \eta_{j\alpha}) \gg 0. \quad (1.24)$$

Это соответствует случаю, когда скорость потоков дефектов по границам структурных элементов пренебрежимо мала. Такие потоки не способны за время нагружения обеспечить необходимое увеличение потенциальной энергии ранее истощенных источников дислокаций, чтобы вызвать переключение вихрей. А большие значения $\operatorname{grad} g^{ij} \eta_i^{\alpha} \dot{\eta}_{j\alpha}$ и $\operatorname{rot} \frac{1}{l_i^{2D_{fi}}} g^{ij} \eta_i^{\alpha} (D_{\mu} \eta_{j\alpha})$ отражают действие на структурные элементы деформации сильных локализованных поворотных моментов. Без эффек-

та осцилляции они вызывают разрушение. Таким образом, соотношения (1.23), (1.24) являются условием хрупкого или вязкохрупкого разрушения.

Условия (1.23), (1.24) выполняются в следующих случаях:

— низкотемпературная деформация;

— высокоскоростное нагружение;

— деформация интерметаллических и химических соединений, упорядоченных сплавов, керамики.

Малая скорость зернограничных потоков дефектов (или их полное отсутствие) в первых двух случаях очевидна. Отметим в связи с этим некоторые хорошо известные факты, объясняемые условиями (1.23), (1.24).

Согласно данным [75, 76], температурные зависимости пластичности $\psi = \psi(T)$ для материалов с ГЦК- и ОЦК-решеткой качественно отличаются. Если кривая $\psi = \psi(T)$ для металлов и сплавов с ГЦК-решеткой плавно падает с понижением температуры, то кривая $\psi = \psi(T)$ для железа, сталей, металлов VIA группы имеет две стадии резкого падения ψ. Причину этого различия связывают с наличием примесей внедрения.

Механизм этого влияния пока неизвестен. По нашему мнению, если на высокотемпературной стадии падения $\psi = \psi(T)$ резкий характер спада вызван взаимодействием решеточных дислокаций с примесями внедрения, то низкотемпературная стадия падения $\psi = \psi(T)$ полностью определяется зернограничными процессами. Именно примеси внедрения на границах зерен затрудняют поворотные моды деформации в поликристаллах железа и сталей, обусловливая зуб и площадку текучести и необходимость движения полосы Людерса как поворотной моды деформации [6]. Этот же фактор определяет низкотемпературную стадию падения $\psi = \psi(T)$ в металлах и сплавах с ОЦК-решеткой. Пока зернограничные потоки дефектов и примесей внедрения еще возможны, наблюдается низкотемпературная стадия падения $\psi = \psi(T)$. Когда при $T < T_{кр}$ зернограничные потоки дефектов из-за примесей внедрения оказываются заблокированными, материал хрупко разрушается.

Напомним, что если поликристалл вольфрама с примесями внедрения является малопластичным, то монокристалл вольфрама можно завязать в узел [52].

В материалах с ГЦК-решеткой наличие примесей внедрения не влияет на подвижность зернограничного скольжения. Соответственно наблюдается монотонное падение $\psi = \psi(T)$, связанное со снижением только решеточной подвижности дислокаций.

Условия (1.23), (1.24) позволяют понять, почему пластичные при статическом нагружении материалы становятся малопластичными или даже хрупкими при ударном или взрывном нагружении. Возникающие при ударном нагружении концентраторы напряжений успевают при своей релаксации вызвать только одиночное первичное скольжение, характеризуемое очень большим ротором. Все аккомодационные поворотные моды не могут включиться, так как для их зарождения нужны диффузионные потоки дефектов по границам зерен. Но последние при

ударном нагружении невозможны. Единственный в образце трансляционно-ротационный вихрь обусловливает хрупкое разрушение.

Хрупкость интерметаллических и химических соединений, упорядоченных сплавов, керамики также естественно вытекает из условия (1.23), (1.24), если учесть невозможность потоков дефектов по границам зерен в данных материалах. Зернограничное скольжение приводит к разрушению дальнего порядка на границах зерен. Для интерметаллических и химических соединений, керамики это невозможно, так как электронные полосы компонентов перекрываются только при их упорядоченном расположении по подрешеткам. Разупорядочение соединений по границам зерен равнозначно разрыву там межатомных связей. Естественно, что такие материалы являются хрупкими.

Упорядоченные сплавы допускают разупорядочение на границах зерен, но такой процесс высокоэнергетический [38]. Поэтому все диффузионные процессы по границам зерен в упорядоченных сплавах затруднены. Как следствие, пластичность упорядоченных сплавов низка. Интересно отметить, что при легировании двойных упорядоченных сплавов небольшим количеством определенного третьего компонента значительно повышается пластичность сплава, что хорошо согласуется с условиями (1.23), (1.24). При упорядочении третий компонент вытесняется на границы зерен, и в результате получается композиционный материал, в котором зерна двойного упорядоченного сплава имеют по границам тройной разупорядоченный сплав. В таком разупорядоченном сплаве появляется возможность зернограничного скольжения. В соответствии с условиями (1.23), (1.24) пластичность сплава возрастает.

Второе условие (1.23) задается обратным соотношением (1.23):

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{l_i^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D_\mu \eta_{j\alpha})\right) \gg \operatorname{grad} g^{ij}\eta_i^{\alpha}\dot{\eta}_{j\alpha}; \qquad (1.25)$$

$$\operatorname{rot}\frac{1}{l_i^{2D_f}} g^{ij}\eta_i^{\alpha}(D_\mu \eta_{j\alpha}) \gg 0. \qquad (1.26)$$

Уравнения (1.25) и (1.26) также отражают условия хрупкого разрушения. Но скорость потоков деформационных дефектов по границам структурных элементов в данном случае, наоборот, велика. При сильной неоднородности зерногр`ничных потоков дефектов (см. условие (1.26)) это обусловливает возникновение сильнолокализованного поворотного момента и движение как целого структурных элементов или их конгломератов. Данный процесс приводит к хрупкому разрушению. Наиболее наглядным примером такого разрушения является хрупкость металлических материалов в среде жидкого металла [77]. Эксперименты [6], проведенные для случая жидкометаллического охрупчивания поликристаллического алюминия галлием, подтвердили возникновение сильнолокализованного поворота в зоне границы зерна, обработанной галлием. При последующем нагружении в этой зоне происходило разрушение.

Особый интерес представляет усталостное разрушение металлических материалов, возникающее при их знакопеременном или циклическом нагружении. Подробно механизмы усталостного разрушения поликристаллов описаны в гл. 9. Рассмотрим здесь только критерии мезомеханики усталостного разрушения.

Анализ механизмов усталостного разрушения позволяет представить следующую картину мезомеханики пластической деформации и разрушения при знакопеременном нагружении. Знакопеременное нагружение приводит к переключению трансляционно-ротационных вихрей: ТРВ осциллируют без изменения знака сдвигов-поворотов. Их осцилляция сводится к попеременному включению каждого вихря на время одного полупериода. Осцилляция попеременного включения вихрей определяется осцилляцией изменения знака внешней нагрузки.

Рассмотрим схему работы вихрей при знакопеременном нагружении (рис. 1.8). В каждом из них включается только одна система источников. Пусть при направлении внешней нагрузки "+" включен ТРВ-I, а смежный вихрь ТРВ-II выключен. В это время в ТРВ-I развиваются одиночные релаксационные сдвиги, характеризуемые большим ротором. Это вызывает потоки дефектов по границам вихрей, которые восстанавливают истощенные источники дислокаций в ТРВ-II.

Затем направление внешней нагрузки меняется на "−", включается ТРВ-II, а ТРВ-I с истощенными источниками останавливается. В следующий полупериод релаксационные одиночные сдвиги развиваются в ТРВ-II, а вызванные ротором этих сдвигов зернограничные потоки дефектов восстанавливают истощенные источники в ТРВ-I. Так этот процесс попеременного включения смежных вихрей осциллирует синхронно изменению внешней нагрузки.

Эффект активной деформации в одном вихре и восстановления истощенных источников в другом за время одного цикла невелик. Но при большом числе циклов и неизменности знака движения вихрей суммарный эффект может быть накоплен большой. Неудивительно, что при неизменных направлениях движения встречных вихрей материал между вихрями вынужден экструдироваться из деформируемого образца. Напомним, что знакопеременное нагружение всегда сопровождается эффектами экструзии материалов [78].

Пока при знакопеременном нагружении происходит движение вихрей на низком структурном уровне, материал или конструкция способны работать под внешней нагрузкой. Когда вихри низкого структурного уровня объединяются в один большой вихрь макроскопического уровня, происходит усталостное разрушение. Суть его заключается в том, что небольшие сдвиги-повороты отдельных вихрей на низком структурном уровне при самоорганизации вихрей приводят к очень большому повороту макровихря.

В соответствии с изложенным волновые уравнения скорости сдвига и поворота для каждого из смежных вихрей при знакопеременном нагружении будут иметь вид

$$\Delta V - \frac{1}{C_t^2}\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = \left[\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{l^{2D_f}}g^{ij}\eta_i^\alpha(D_\mu\eta_{j\alpha})\right) - \mathrm{grad}g^{ij}\eta_i^\alpha\dot{\eta}_{j\alpha}\right]\delta(t), \quad (1.27)$$

$$\Delta\omega - \frac{1}{C_t^2}\frac{\partial^2\omega}{\partial t^2} = \left[\mathrm{rot}\frac{1}{l^{2D_f}}g^{ij}\eta_i^\alpha(D\eta_{j\alpha})\right]\delta(t), \quad (1.28)$$

$$\delta(t)\big|_0^{T/2} = 1,\ \delta(t)\big|_{T/2}^{T} = 0.$$

Правые части уравнений (1.27), (1.28) умножаются на δ-функцию, которая для каждого вихря равна единице (один полупериод) и нулю (другой полупериод). Когда $\delta_i(t) = 0$, i-й вихрь активно движется, когда $\delta_i(t) = 1$, этот вихрь стоит. Соответственно второй вихрь движется в противофазе.

Критерий усталостного разрушения имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{1}{l^{2D_f}}g^{ij}\eta_i^\alpha(D\eta_{j\alpha}) \cong \mathrm{grad}g^{ij}\eta_i^\alpha\dot{\eta}_{j\alpha}, \quad (1.29)$$

$$\mathrm{rot}\frac{1}{l^{2D_f}}g^{ij}\eta_i^\alpha(D\eta_{j\alpha}) > 0. \quad (1.30)$$

Условие (1.29) обеспечивает осцилляцию вихрей на низком структурном уровне. Условие (1.30) отражает непрерывный поворот макровихря.

Приведем экспериментальные факты в подтверждение условий (1.29), (1.30) усталостного разрушения.

На фото 9.3, *б* показана картина роста дисклинации в ходе движения единичного вихря при циклическом изгибе поликристалла свинца. В соответствии с условием (1.29) длина дисклинации непрерывно растет, отражая поворот вихря только в одном направлении по мере циклирования. Однако этот процесс происходит задолго до усталостного разрушения и для материала неопасен. Только когда вся совокупность мезовихрей в сечении образца образует один макровихрь и начинает выполняться условие (1.30), происходит усталостное разрушение. Эта картина показана на фото 9.2 и 9.8: зигзагообразные дисклинации проходят через все сечение образца, формируя макровихри, которые замыкаются неподвижными точками на боковых поверхностях образца или на узлах мезосубструктуры. Дальнейшие повороты отдельных сегментов в пределах такого макровихря с закрепленными концами возможны только за счет возникновения трещины. Развитие этой трещины вдоль зигзагообразной дисклинации макровихря приводит к усталостному разрушению (см. фото 9.6, 9.8).

Если ввести в поликристалл свинца 0,01 % малорастворимого мышьяка, последний затруднит зернограничное скольжение и образование источников дисклинаций. При знакопеременном изгибе сплава Pb + 0,01 %As дисклинации не возникают. Жесткие связи по границам зерен обусловливают сильное дальнодействие, и сразу формируются из отдельных зерен большие макровихри (см. фото 9.4, *б*).

Макровихри соприкасаются друг с другом и поворачиваются в противоположных направлениях. Усталостная трещина проходит через весь макровихрь обычно по направлению максимальных касательных напряжений. При этом выполняются условия (1.29), (1.30).

Если добавить к свинцу 1,9 % Sn (эвтектическая добавка), то границы зерен сильно ослабляются зернограничной сегрегацией олова. На границах зерен поликристалла Pb + 1,9 % Sn сильно выражено близкодействующее взаимодействие. В таком поликристалле не могут возникать макровихри как крупные конгломераты зерен и распространяться дисклинации через вязкие границы зерен. При знакопеременном изгибе поликристалла Pb + 1,9 % Sn вначале возникают изолированные мезовихри, состоящие из двух-трех зерен, затем происходит их объединение в большую макропетлю (см. фото 9.9). Опять получается макровихрь, только теперь крайние точки объединены в одну, образуя замкнутый макровихрь. Дальнейшее циклирование приводит к усталостному разрушению, причем трещина проходит через замкнутый макровихрь. Представленные примеры хорошо подтверждают условия (1.29), (1.30) усталостного разрушения.

1.9. Закон структурных уровней деформации твердых тел

Система полевых уравнений (1.1)—(1.11) описывает основные законы нелинейного поведения деформируемого твердого тела, определяемого эволюцией вихревого механического поля. Остановимся на двух фундаментальных положениях, вытекающих из анализа уравнений (1.5) и (1.6) для роторов потоков деформационных дефектов.

Поскольку вовлечение в самосогласованную деформацию всей иерархии структурных уровней нагруженного материала связано с самоорганизацией трансляционно-ротационных вихрей всех масштабов, запишем уравнения (1.5) и (1.6) для i-го структурного уровня

$$(\mathrm{rot} S_i^a)_\mu = f^{abc}[A_i^b \times S_i^c]_\mu + \frac{\partial R_\mu^a}{\partial t}, \tag{1.31}$$

$$(\mathrm{rot} R_i^a)_\mu = f^{abc}[A_i^b \times R_i^c]_\mu + \frac{1}{C_t^2}\frac{\partial S_i^{a\mu}}{\partial t} + \frac{1}{l_i^{2D}{}_{fi}} J_i^{a\mu}. \tag{1.32}$$

В общем случае выражения для роторов первичного скольжения (1.31) и аккомодационных потоков деформационных дефектов (1.32) на i-м структурном уровне не равны. Поэтому на одном структурном уровне не выполняется закон сохранения момента количества движения. Для его соблюдения в заданных граничных условиях самосогласованно должны деформироваться несколько структурных уровней. Тогда закон сохранения момента количества движения для потоков дефектов в гетерогенном континууме будет иметь вид

$$\sum_{i=1}^{N} \mathrm{rot} J_i = 0. \qquad (1.33)$$

Уравнение (1.33) представляет собой закон структурных уровней деформации твердых тел, согласно которому в деформируемом твердом теле в иерархии N самосогласованных структурных уровней деформации сумма роторов всех потоков J_i деформационных дефектов должна быть равна нулю.

Если подставить в (1.33) явное выражение для роторов потоков деформационных дефектов из (1.31), (1.32), то получим

$$\sum_{i=1}^{N} \left\{ \frac{\partial R^a_{\mu i}}{\partial t} - \frac{V_i}{C_t^2} \frac{\partial S_i^{a\mu}}{\partial t} - V_i f_i^{abc} [A_i^b \times R_i^c] - f_i^{abc} [A_i^b \times S_i^c] - \frac{V_i}{l_i^{2D_{fi}}} J_i^{a\mu} \right\} = 0. \qquad (1.34)$$

В (1.34) иерархия самосогласованных структурных уровней деформации в явном виде представлена параметром l_i, характеризующим размер структурного элемента (и соответствующего вихря) на i-м структурном уровне; V_i — скорость аккомодационных потоков дефектов на i-м структурном уровне.

Из уравнений (1.31), (1.32) и (1.34) вытекают принципиально важные закономерности.

1. Эволюция иерархии структурных уровней деформации твердых тел должна приводить к стадийности кривых пластического течения. Вовлечение в деформацию каждого нового структурного уровня обусловливает появление нового канала релаксации упругих напряжений в нагруженном кристалле, что вызовет снижение коэффициента деформационного упрочнения $d\sigma / d\varepsilon$ или увеличение скорости пластического течения (на кривой ползучести). Это, например, наблюдается при переходе от стадии линейного упрочнения к стадии параболического упрочнения монокристаллов, когда переход к ячеистой дислокационной структуре приводит к образованию нового мезоскопического структурного уровня деформации Напомним, что при переходе к ячеистой дислокационной субструктуре в поликристалле исчезает зависимость Холла—Петча, что дополнительно подтверждает определяющую роль иерархии структурных уровней деформации в поведении характеристик макродеформации.

Широко известная стадийность кривых ползучести четко связана с возрастанием масштаба верхнего структурного уровня, который на третьей стадии ползучести становится соизмеримым с поперечным размером образца [5, 11]. Нескомпенсированность поворотных мод деформации на высоком структурном уровне на третьей стадии ползучести приводит к развитию магистральной трещины и разрушению образца.

Рассмотрение физической природы стадийности пластической деформации в [55] на основе анализа дислокационных структур не противоречит нашему заключению, поскольку эволюция дислокационных структур также подчиняется закону самосогласования

трансляционных и поворотных мод деформации и может быть выражена в терминах иерархии структурных уровней деформации.

2. Уравнение (1.34) позволяет определить верхний структурный уровень деформации l_0, отмечающий границу применимости мезомеханики среды со структурой и механики сплошной среды. При $l < l_0$ учет структуры приводит к вихревому характеру пластической деформации и разрушения твердых тел, который может быть описан только на основе мезомеханики среды со структурой. При $l > l_0$ справедливы уравнения механики сплошной среды, в рамках которой внутренние границы выступают лишь в роли дополнительных факторов упрочнения.

3. Пластическая деформация и разрушение — две стадии единого процесса эволюции вихревого механического поля. Разрушение является завершающей стадией этого процесса, когда размер структурных элементов деформации становится соизмеримым с размером деформируемого твердого тела.

Физическая механика разрушения может быть корректно построена только на основе мезомеханики среды со структурой, в которой распространение трещины связывается с поворотной модой деформации в локализованном трансляционно-ротационном вихре. Это приводит к качественно новым критериям разрушения по сравнению с традиционной механикой разрушения (см. разд. 1.8).

4. При различных видах и условиях нагружения в деформацию вовлекаются различные комбинации структурных уровней и связанных с ними механизмов пластического течения. Именно это обстоятельство обусловливает различие закономерностей поведения материала в различных условиях испытания.

Любая деформация начинается с микродеформации, которая всегда проходит на микроуровне и осуществляется движением дислокаций и точечных дефектов. Однако микродеформация может переходить в макродеформацию на разных масштабных уровнях: микро-, мезо- или макроуровне.

Первый случай рассматривается в традиционной теории дислокаций. Описание макродеформации проводится только на основе анализа движения дислокаций и их ансамблей. В рамках микромасштабного уровня это справедливо и имеет место только при небольших степенях деформации очень однородного материала. На этом уровне возникают и релаксируют микромасштабные концентраторы напряжений, которые могут порождать только дислокации и точечные дефекты.

Наиболее широко распространенным является второй случай, когда микродеформация с микроуровня переходит на мезоуровень. В результате локализации деформации на микроуровне появляются мезоконцентраторы напряжений, которые вовлекают в движение объемные структурные элементы. Их движение происходит в стесненных условиях и сопровождается сильным изменением кривизны поверхности, поворотом как целого отдельных структурных элементов или их сегментов, эффектами экструзии — интрузии.

При однородной деформации растяжением при 20° такая картина наблюдается уже при средних степенях деформации, а в условиях сильной неоднородности структуры — с начала деформации. При высокотемпературном растяжении микродеформация сильно локализована и очень быстро переходит в деформацию на мезоуровне. Проследим это на примере ползучести поликристалла [4, 5, 11]. На стадии неустановившейся ползучести происходит сильнолокализованная микродеформация, которая завершается формированием системы мезоконцентраторов напряжений, распределенных по границам зерен поликристалла. На стадии установившейся ползучести имеет место движение зерен как целого с сильно выраженными приграничными полосами локализованной деформации, где протекают аккомодационные процессы поворотного типа. На третьей стадии ускоренной ползучести в самосогласованное движение вовлекаются конгломераты зерен. Они формируют макроконцентраторы напряжений, которые разрушают материал.

Другой пример быстрого перехода микродеформации на мезоуровень связан со знакопеременным нагружением и усталостным разрушением. В этих условиях нагружения микродеформация развивается сугубо локализованно. И хотя общая степень микродеформации невелика, ее сильная локализация способствует возникновению в материале мезоконцентраторов напряжений. Последние формируют замкнутые петли мезо- или макромасштаба. Их повороты вызывают появление макроконцентраторов напряжений и усталостное разрушение материала.

Если в материале имеется надрез, который формирует макроконцентратор напряжений, то микродеформация около надреза быстро переходит на макромасштабный уровень. В материале со сдвигоустойчивой структурой переход "микро—макроуровни" происходит с использованием механизмов деформации мезоуровня (см. фото 1.4). Когда материал находится в сильновозбужденном состоянии (на фронте ударной волны, в результате сильного предварительного наклепа и др.), микродеформация может сразу переходить на макромасштабный уровень [26]. В этих условиях деформация осуществляется смещением относительно друг друга целых блоков материала. При этом граница между блоками может иметь произвольную ориентацию (см. фото 1.1).

Таким образом, для корректного описания произвольной деформации любого твердого тела прежде всего следует построить схему иерархии масштабных уровней деформации. После этого на основе закона структурных уровней деформации необходимо описать механику самосогласованного поведения деформируемого твердого тела как многоуровневой системы. Такой подход особенно важен в расчетах механики нагружения сварных конструкций, в которых с самого начала действуют мезо- и макроконцентраторы напряжений (см. гл. 11).

* * *

Развиваемая в последнее десятилетие новая наука — мезомеханика (физическая механика структурно-неоднородных сред) — позволила органично связать механику сплошной среды с физикой пластичности и прочности кристаллов, основанной на теории дислокаций и дисклинаций. В основе этой взаимосвязи лежит концепция структурных уровней деформации твердых тел, сформулированная в 1982 г. [1], и теория вихревого механического поля [8].

Согласно данной концепции, пластическая деформация кристаллов происходит по схеме кристаллографический сдвиг + поворот и элементарным актом деформации является не сдвиг, а трансляционно-ротационный вихрь. Это обусловливает вовлечение в деформацию всей иерархии исходных структурных уровней среды, а также формирование в ходе пластического течения мезоскопических структурных уровней разного масштаба. Поворотные моды деформации лежат в основе самоорганизации трансляционно-ротационных вихрей и появления различного рода диссипативных структур.

Как следствие вихревого характера пластического течения в заданных граничных условиях возникают осцилляции сдвигов-поворотов в распределении деформации по образцу.

Самосогласованная деформация во всем объеме твердого тела описывается законом структурных уровней деформации твердых тел, согласно которому при пластической деформации без нарушения сплошности сумма роторов потоков деформационных дефектов во всей иерархии структурных уровней среды должна быть равна нулю.

Помимо понятия структурных уровней деформации, которые используются в уравнениях мезомеханики, целесообразно рассматривать также масштабные уровни деформации. Последние отражают иерархию масштабов концентраторов напряжений, с которыми связаны качественно различные механизмы деформации: зарождение и движение дислокаций, дисклинаций, различного рода полосовых структур, структурных элементов, их фрагментов или конгломератов. Различие структур в материалах, а также видов и условий нагружения вызывает многообразие комбинаций масштабных уровней деформации. Этот анализ принципиально важен для обоснования применения правильной методологии мезомеханики, описывающей деформируемое твердое тело как самоорганизующуюся многоуровневую систему.

Эволюция самосогласованного движения трансляционно-ротационных вихрей и связанной с ними мезоскопической субструктуры приводит к появлению на самом высоком структурном уровне локализованного трансляционно-ротационного вихря, размеры которого соизмеримы с поперечным сечением образца. В пределах такого локализованного макровихря непрерывно возрастает первичное скольжение, ротор которого не компенсируется поворотными модами аккомодационных потоков дефектов. При заданных граничных условиях это обусловливает развитие магистральной трещины как поворотной моды

деформации, аккомодирующей ротор первичного скольжения. Этот процесс завершается разрушением твердого тела.

Сформулирован математический критерий разрушения на основе уравнений для вихревого механического поля. Экспериментальные данные находятся в хорошем качественном согласии с предложенным критерием разрушения.

Специфика и механизм разрушения при различных видах и условиях нагружения могут быть поняты и корректно описаны только на основе физической мезомеханики. Это прежде всего относится к усталостному разрушению при циклическом нагружении.

Физическая мезомеханика позволяет осуществить компьютерное конструирование материалов, отразив в уравнениях внутреннюю структуру материала, законы его поведения на мезоуровне, эволюцию внутренней мезосубструктуры и разрушение материала. Это определяет огромную перспективу использования физической мезомеханики в современном материаловедении.

Глава 2

ДИНАМИКА ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ. ВОЛНЫ ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

2.1. Состояние проблемы

Общая деформация в твердых телах подразделяется на упругую $\varepsilon_{у}$, осуществляемую упругими волнами, через упругие поля смещений, неупругую $\varepsilon_{ну}$, связанную с нарушениями сплошности упругих полей на разных структурных уровнях (кристаллическая решетка, границы зерен, межфазные границы и пр.), и пластическую. Последняя определяет остаточное изменение формы образца после проведения неупругой деформации, связанной с ее торможением в неоднородном материале (диссипацией через внутреннее трение). Общее выражение для средней пластической деформации $\varepsilon_{пл}$ может быть записано в виде (в локальном случае)

$$\bar{\varepsilon}_{пл} = \frac{1}{V} \int R(\bar{r}, t)\varepsilon_{ну}(\bar{r}, t)F_{дис}(\bar{r}, t)\, dVdt,$$

где $R(\bar{r}, t)$ — функция распределения "неоднородностей" по образцу (например, зерен или границ зерен), $F_{дис}(\bar{r}, t)$ — функция распределения помех распространению неупругой деформации (функция диссипации), V — объем образца, t — время протекания деформации (проведение эксперимента). При малой или маломеняющейся диссипации $\bar{\varepsilon}_{пл}$ определяется пространственно-временным распределением неупругой деформации и внутренней структурой образца. Если структура образца при деформации эволюционирует слабо, то $\bar{\varepsilon}_{пл}$ характеризуется $\varepsilon_{ну}$.

В настоящей работе речь идет о пластических волнах как о волновом процессе неупругого поведения среды, определяющих динамику пластической деформации в указанном выше смысле. Если $R(\bar{r}, t)$, $F(\bar{r},t)$ существенны для определения $\bar{\varepsilon}_{пл}$, то точнее говорить о нелинейных волнах неупругой локализованной деформации. В дальнейшем, имея в виду отмеченный случай, нелинейные волны локализованной неупругой деформации будем называть пластическими волнами.

В настоящей работе показано, что в структурно-неоднородных средах локализованная пластическая деформация может иметь волновой характер и распространяется в виде пластических волн. То, что упругая деформация материала переносится упругими волнами — общеизвестный факт, как, впрочем, и то, что пластическая деформация осуществляется дислокациями. Дислокационные представления о пластичности, появившиеся в физике около полувека назад, плодотворно используются и развиваются [1].

Введение дислокаций в механику сплошной среды подобно введению в механику общей упругой деформации неоднородного тела, состоящего из структурных элементов [2, 3]. В теории упругости изменение положения μ-го структурного микроэлемента в трехмерном аффинном пространстве x после деформации задается вектором $\xi_\alpha^{(\mu)}(x) = \beta_{\alpha k}(x)\xi_k^{(\mu)}(x)$ ($\beta_{\alpha k}$ — вектор микродисторсии), а деформации — производной

$$\partial_\upsilon \xi_\alpha^{(\mu)} = (\partial_\upsilon \beta_{\alpha k}(x))\xi_k^{(\mu)}(x) + \beta_{\alpha k}(x)(\partial_\upsilon \xi_k^{(\mu)}(x)). \tag{2.1}$$

Переход в (2.1) от декартовых координат к криволинейным с соответствующим введением кривизны и других геометрических характеристик позволяет рассматривать уже не упругие поля, а поля дефектов [2—4].

Дислокации и дисклинации при таком подходе определяются кручением и кривизной, а напряжения — материальными полями. Однако в геометрических описаниях обычно [2, 4—6] не учитывается динамика дефектов.

Аналогом геометрического подхода является введение калибровочных полей $B(x, t)$, выполняющих те же функции, что и искривление геометрии упругой задачи, но зависящих от времени. Возможность создания калибровочной теории полей дефектов основано на двух принципах: ковариантности — неизменности вида уравнений движения (равновесия) в любой точке пространства и калибровочном принципе — существования такого калибровочного (компенсирующего) поля $B(x, t)$, что при преобразованиях типа (2.1) производные ∂_μ можно заменить ковариантной производной (например, так: $D_\mu = \partial_\mu - B_\mu$), сохраняющей вид уравнений движения. Используя далее лагранжев формализм, из напряженности поля $\sigma_{\mu\nu} = \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu + [\beta_\mu B_\nu]$ можно построить инварианты и функцию Лагранжа $L = D_\mu^k \xi_k^\alpha D_\nu^l \xi_l^\beta C_{\alpha\beta}^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\sigma_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}$, вариация которой и определит уравнения движения для полей дефектов [2, 11].

Калибровочные теории в механике среды позволили создать динамическую теорию дефектов — дислокаций и дисклинаций — как один из вариантов теории пластической деформации [2, 7—12]. Введение неабелевой калибровочной группы SO(3) × T(3) [2, 9, 10] объединило в нелинейных уравнениях Янга — Миллса для механического поля плотности и токи дислокаций и дисклинаций. В частном случае симметрии U(1) была описана дислокационная пластичность с помощью уравнений, подобных по виду уравнениям электродинамики [8]. В наших работах [13—16] впервые [13] предложено в качестве группы калибровочных преобразований рассматривать простую девятипараметрическую группу преобразований вещественного трехмерного пространства GL(3, R), а также введены источники янг-миллсовских полей — квазиупругие микродисторсии. В [15] проведен физический анализ системы упругопластических уравнений, обсуждается их связь с

уравнениями механики сплошной среды, рассмотрены процедуры усреднения уравнений, основанные на ε-разложении, макроскопические уравнения в неоднородных средах и некоторые конкретные задачи пластической деформации.

Полученные в [15] уравнения описывают коллективное поведение дефектов, связанных со скачком вектора смещений, и могут быть сведены к волновым уравнениям, представляющим волны пластичности.

Здесь возникает закономерный вопрос. Полевая теория пластических сред развивается довольно давно многими авторами, и их уравнения движения тоже сводятся к волновым [3, 10—12]. Однако никто из них не говорит о волнах пластичности. Чем же в таком случае определена наша смелость заявлять о новом явлении — пластических волнах?

Вывод о волновом характере распространения возмущения в среде всегда связан с вопросом о групповой скорости возмущения. В отсутствие дисперсии групповой скорости (как при однородной упругой деформации) волна вполне определена. Неоднородность среды приводит к дисперсии и разбиению волнового пакета. Пластическая деформация — это локальное, неоднородное изменение самой среды, и, следовательно, говорить об обычных волновых свойствах пластической деформации вряд ли имеет смысл. Тем не менее, когда локальная пластическая деформация среды нелинейна, она может вести себя как волна, несмотря на групповую дисперсию.

Волновые уравнения пластичности могут описывать дефекты не только структурного микроуровня (дислокации), но и мезоуровня (границы зерен, двойниковые прослойки, включения в композиционном материале и пр.) [15]. Такие дефекты представляют собой поверхности или линии разрыва со скачком δu вектора смещений. Если на всей области разрыва величина δu одинакова, то его механическое поведение подобно поведению дислокации, за исключением того, что δu может быть не равен периоду решетки. Области подобных разрывов всегда имеют место в контактных областях материала, поэтому мы можем рассмотреть пластическую среду, структурные элементы которой разделены контактными областями, границами. В частности, неоднородная среда со структурой может быть представлена зернами и границами зерен. Тогда механическое пластическое поведение границ и приграничная деформация могут вызывать развороты зерен, осуществляющие передачу деформации от зерна к зерну. В такой неоднородной среде со структурой локализованная пластическая деформация на мезоуровне может распространяться как нелинейные пластические волны.

Подобные волны имеют трансляционные и ротационные моды и представляют динамику пластической деформации — именно то, что в последнее время привлекает экспериментаторов: изучение процессов деформации и разрушения in situ [17, 18].

Далее мы обсудим механическое поведение такой среды: волновые уравнения (разд. 2.2), производство энтропии и необратимость при пластической деформации (разд. 2.3), поведение границы раздела и

деформацию области вблизи границы, волны пластической деформации (разд. 2.4), физико-механическую ширину этой области (разд. 2.5), разворот зерен и зернограничное проскальзывание (разд. 2.5), условия и критерии некоторых видов разрушения материала (разд. 2.6).

В данной работе мы не останавливаемся на общетеоретических представлениях калибровочных теорий [2—14], а используем их для решения конкретных практических задач механики структурно-неоднородных сред.

2.2. Волновые уравнения

Одним из частных случаев уравнений, полученных в [15], являются уравнения для безразмерных величин потока J и плотности α линейных дефектов (разрывов вектора смещений u)

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} J^\alpha_\mu = -\frac{\partial \ln u_\mu}{\partial t}, \tag{2.2}$$

$$\varepsilon_{\mu\chi\delta} \frac{\partial J^\alpha_\delta}{\partial x_\chi} = -\frac{\partial \alpha^\alpha_\mu}{\partial t}, \tag{2.3}$$

$$\frac{\partial \alpha^\alpha_\mu}{\partial x_\alpha} = 0, \tag{2.4}$$

$$\varepsilon_{\mu\chi\delta} \frac{\partial \alpha^\alpha_\delta}{\partial x_\chi} = \frac{1}{\tilde{c}^2} \frac{\partial J^\alpha_\mu}{\partial t} + \sigma^\alpha_\mu - P^\beta_\mu \frac{C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}}{E}, \tag{2.5}$$

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial v_\mu}{\partial t} = \frac{\partial \sigma^\alpha_\mu}{\partial x_\alpha} - \frac{\partial P^\beta_\nu C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}}{\partial x_\alpha E}, \tag{2.6}$$

где $v_\mu = \dfrac{\partial \ln u_\mu}{\partial t}$, $\sigma^\alpha_\mu = \dfrac{\partial \ln u_\nu}{\partial x_\beta} \dfrac{C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}}{E}$ — упругие скорость и “напряжения“; c — скорость звука в среде; $\tilde{c}$ — скорость распространения фронта пластического возмущения; $P^\mu_\alpha(x, t)$ — пластическая часть дисторсии; $\varepsilon_{\mu\chi\delta}$ — символ Леви — Чевиты.

Смысл этих уравнений состоит в следующем: (2.2) — уравнение непрерывности среды с дефектами (в отсутствии трещин), из которого следует, что источником пластического потока является скорость квазиупругой деформации; (2.3) — условие совместности пластической деформации; подчеркнем, что изменение плотности со временем в данном случае определяется не div, а rot потока; (2.4) — условие непрерывности линейных дефектов — отсутствие зарядов вихревой компоненты поля пластической деформации ($\alpha^\beta_\chi = \varepsilon_{\chi\mu\nu} \partial_\mu P^\beta_\nu$); (2.5) — определяющее уравнение пластического равновесия; (2.6) — уравнение квазиупругого равновесия. Последнее представляет собой известное в механике среды

уравнение, но кроме упругих деформаций в правой части содержит и пластические. Выражение (2.5) является новым, присущим лишь пластической среде, уравнением, связывающим временные изменения пластического потока с анизотропным пространственным изменением плотности дефектов $(\varepsilon_{\mu\chi\delta}\partial\alpha^{\alpha}_{\delta}/\partial x_{\chi})$ и источниками $\left(\sigma^{\alpha}_{\mu} - P^{\beta}_{\nu}\frac{C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}}{E}\right)$. Главное отличие (2.5) и (2.6) состоит в том, что изменение скорости пластической деформации со временем определяется самими напряжениями, а не $\partial\sigma^{\alpha}_{\mu}/\partial x_{\alpha}$, как в упругом случае. Кроме того, в правую часть (2.5) в качестве источников входит сама пластическая дисторсия $P^{\beta}_{\nu}(x, t)$, что свидетельствует о двойственности дефектов (поля-источники). Это также приводит к возможности двойственного рассмотрения (2.5). С одной стороны, считая $P^{\beta}_{\nu}(x, t)$ текущей пластической дисторсией, из (2.5) может быть получено уравнение для P^{β}_{ν}, а с другой — P^{β}_{ν} может играть роль внешних источников — исходной пластической дисторсии, существующих в материале до начала процесса пластической деформации.

Останавливаясь на последнем, из предыдущей системы уравнений могут быть найдены волновые уравнения для безразмерных величин потока J и плотности дефектов α — разрывов вектора смещений u, представляющих волны пластической деформации [15]. Эти уравнения имеют вид

$$\frac{1}{\tilde{c}^2}\frac{\partial^2 J^{\mu}_{\alpha}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 J^{\mu}_{\alpha}}{\partial x^2_{\nu}} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \ln u_{\alpha}(x, t)}{\partial x_{\mu}} - \frac{1}{E}\frac{\partial \ln u_{\beta}}{\partial x_{\nu}} C^{\mu\nu}_{\alpha\beta} - \frac{1}{E} P^{\beta}_{\nu} C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}\right), \qquad (2.7)$$

$$\frac{1}{\tilde{c}^2}\frac{\partial^2 \alpha^{\mu}_{\alpha}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \alpha^{\mu}_{\alpha}}{\partial x^2_{\nu}} = \varepsilon_{\mu\chi\sigma}\left(\frac{\partial^2 \ln u_{\beta}(x, t)}{\partial x_{\chi}\partial x_{\nu}} C^{\sigma\nu}_{\alpha\beta} - \frac{\partial P^{\beta}_{\nu}}{\partial x_{\chi}} C^{\sigma\nu}_{\alpha\beta}\right)\frac{1}{E} \qquad (2.8)$$

при условии совместности для источников

$$\frac{\partial L_{\mu}}{\partial t} + \varepsilon_{\mu l m}\frac{\partial I_m}{\partial x_l} = 0, \qquad (2.9)$$

где I — правая часть (2.7), L — правая часть (2.8), $u(x,t)$ — квазиупругие смещения, при отыскании которых может быть учтено наличие исходной объемной плотности дислокаций, вязкости и температурного расширения.

По смыслу эти волны представляют ту пластическую деформацию, которая участвует в процессе деформирования как пластический отклик на внешнее воздействие. Ротор от нее и производная по времени порождают соответственно текущие значения плотности дефектов α и потока J. Эти величины есть напряженности механического поля и могут наблюдаться в процессе пластической деформации в динамике in situ. Уравнения (2.7) и (2.8) содержат также пластическую деформацию, присутствующую в материале до нагружения. В (2.7) с ней

связан поток дефектов “леса“ $\frac{\partial P^{\beta}_{\nu}}{\partial t}\frac{C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}}{E}$, сонаправленный со скоростью пластической деформации, в (2.8) — это плотность дефектов “леса“ $\varepsilon_{\mu\chi\delta}\frac{\partial P^{\beta}_{\nu}}{\partial x_{\chi}}\frac{C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}}{E}$, препятствующих возникновению (рождению) новых дефектов α^{μ}_{β}. Следовательно, наличие указанного слагаемого в правой части (2.7) способствует пластификации материала, тогда как соответствующее слагаемое в (2.8) приводит к его упрочнению. Из (2.7), (2.8) вытекает, что источником потоков дефектов также является скорость квазиупругой деформации $\frac{\partial}{\partial t}(E^{\alpha}_{\mu}E - E^{\beta}_{\nu}C^{\mu\nu}_{\alpha\beta})\frac{1}{E}$. В скобках представлена разность внутренних напряжений сжатия (растяжения) и сдвига. Источник плотности дефектов — завихренность $\varepsilon_{\mu\chi\sigma}\frac{\partial}{\partial x_{\chi}}(E^{\beta}_{\nu} - P^{\beta}_{\nu})\frac{C^{\sigma\mu}_{\alpha\beta}}{E}$ сдвиговой деформации, вызванной релаксированными сдвиговыми напряжениями.

В (2.7), (2.8) также присутствует параметр распространения фронта пластической волны $\tilde{c}$. Каков его физический смысл?

Так как (2.7), (2.8) при определенных условиях могут представлять коллективное поведение дислокаций [15], энергия одной движущейся дислокации имеет вид [17]: $E = m^{*}c^{2} + m^{*}\upsilon^{2}/2$, где c — скорость звука (c_{t} — доля винтовой дислокации); m^{*} — эффективная масса дислокации; υ — скорость ее движения.

Первое слагаемое в этом выражении есть собственная энергия единицы длины покоящейся дислокации, второе — ее кинетическая энергия. Скорость звука в данном случае играет роль предельной скорости распространения дислокаций (аналогично скорости света в формуле Эйнштейна). По-видимому, скорость $\tilde{c}$ распространения возмущения на мезоуровне должна быть меньше предельной скорости распространения дислокаций. На наш взгляд, именно поэтому величину $\tilde{c}$, имеющую смысл предельной скорости пластического возмущения, следует считать скоростью звука и в дальнейшем обозначать c.

Дополнения к обсуждению уравнений (2.7), (2.8) можно найти в [15].

2.3. Производство энтропии и необратимость пластической деформации

При рассмотрении динамики дефектов в рамках лагранжева формализма возникает вопрос о соответствии динамического поведения необратимому процессу пластической деформации. Положительный ответ на него может быть дан в том случае, если при движении дефектов производится энтропия, причем ее производство положительно. Это,

согласно второму началу термодинамики, и определяет необратимость процесса.

Феноменологическая термодинамика необратимых процессов для их описания использует локальные термодинамические потенциалы и метод Гиббса. Они зависят от x и t через характеристические термодинамические параметры. Обычно это локальная плотность внутренней энергии $E(x, t)$, удельный объем $V(x, t)$ и локальная концентрация для многокомпонентных систем $C(x, t)$. При таком описании состояние элементарного объема описывается локальной энтропией, определяемой из уравнения Гиббса

$$TdS = dE + PdV - \sum_{i=1}^{n} \mu_i dC_i$$

и уравнений баланса

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \operatorname{div} \vec{u}, \qquad \rho \frac{dS}{dt} = -\operatorname{div} \vec{I}_s + \sigma_s,$$

где ρ — плотность вещества; $\vec{u}$ — массовая скорость; $\vec{I}_s$ — плотность потока энтропии; σ_s — производство энтропии. Для вычисления I_s, σ_s необходимо найти производную плотности энергии механического поля по времени. Для простоты сделаем это не для тензорных величин, а для векторов $J^\mu = J^\mu_\alpha n_\alpha$, $\alpha^\mu = \alpha^\mu_\beta n_\beta$ — эпюр величин J^μ_α, α^μ_β ($\vec{n}$ — вектор нормали).

Используя (2.3) и (2.5), после простых преобразований и интегрирования по объему образца имеем

$$\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{j^2 + \alpha^2}{2} dv = -\int \tilde{c}\, \vec{j}\, \vec{\sigma}\, dv - \oint \tilde{c}[\vec{j}\, \vec{\alpha}] dS. \qquad (2.10)$$

Так же как уравнения (2.2)—(2.5) для векторных величин подобны по виду уравнениям Максвелла, так и (2.10) аналогично соответствующему для электромагнитного поля. Величина $\vec{\sigma}$ отвечает внешнему току, $\tilde{c}\,\vec{j} = \vec{J}$ — напряженности электрического поля, а вектор $\tilde{c}[\vec{j}\,\vec{\alpha}]$ имеет смысл такой же, как для вектора Умова — Пойтинга. Таким образом, если в правой части (2.10) первое слагаемое определяет работу потока дефектов при движении в поле напряжений, а второе представляет поток энергии механического поля через поверхность, ограничивающую деформируемый объем, то в левой части находится энергия самого механического поля. Величина $W = \dfrac{j^2 + \alpha^2}{2}$, следовательно, есть плотность энергии механического поля. Энергия поля сохраняется лишь в том случае, если $\oint [\vec{j}\,\vec{\alpha}] dS = 0$ и $\vec{j}\,\vec{\sigma} = 0$, т.е. когда нет работы потока дефектов и потока энергии из деформируемого объема. В других случаях это локально не сохраняющаяся величина, и согласно законам неравновесной термодинамики изменение плотности энергии со време-

нем определяет производство энергии (даже без учета внутреннего трения).

Отметим, что с помощью (2.10) легко доказать единственность решений уравнений (2.2)—(2.5).

Вычисленные из приведенных уравнений $\vec{I}_s$, σ_s имеют вид

$$\vec{I}_s = \frac{-\chi\nabla T + \rho[\vec{\alpha}\,\vec{v}]}{T},$$

$$\sigma_s = \frac{\chi(\nabla T)^2}{T^2} - \frac{\rho}{T^2}([\vec{\alpha}\,\vec{v}], \nabla T) + \rho\frac{\vec{v}\,\vec{\sigma}}{T},$$

где $\vec{v} = -\tilde{c}\,\vec{j}$; χ — теплопроводность. Первое слагаемое в правой части последнего выражения — производство энтропии, связанное с выделением тепла, два других — производство энтропии, обусловленное пластической деформацией. Так как $\frac{\chi}{T^2}(\nabla T)^2 > 0$, из второго начала термодинамики получаем материальное уравнение для пластической деформации

$$\vec{v}\,\vec{\sigma} - \frac{1}{T}([\vec{\alpha}\,\vec{v}], \nabla T) \geqslant 0,$$

и процесс движения дефектов становится необратимым. Производство энтропии при этом связано с работой потока дефектов и потоком энергии механического поля через поверхность. Последний даст вклад в производство энтропии только при наличии градиента температуры. В отсутствие градиента $\vec{v}\,\vec{\sigma} \geqslant 0$.

Стационарное состояние данного неравновесного процесса может быть найдено из условия min производства энтропии $\frac{\partial\sigma_s}{\partial v} = 0$, что дает $\vec{\sigma} = 0$.

В данном случае $\vec{v}$ соответствует термодинамической силе, $\vec{\sigma}$ — термодинамическому потоку, и процесс является стационарным при отсутствии внутренних напряжений.

Другое стационарное состояние при пластической деформации может быть достигнуто при $I_Q + \rho[\vec{\alpha}\,\vec{v}] = 0$, когда плотность потока энергии механического поля переходит в поток тепла.

2.4. Волны пластической деформации

Уравнения (2.7), (2.8) описывают распространение пластической деформации в материале. Выделим в нем некоторую область с поперечными размерами: длиной L и шириной 2δ. Это может быть область вблизи двойниковой прослойки, включения в композиционном материале, межфазной границы, границы зерна или просто область ло-

кализации деформации. Общую систему координат выберем так, что ось z направлена вдоль L, а x, y изменяются в пределах ширины области. Решение (2.7), (2.8) с граничными условиями, задающими $\vec{J}$, $\vec{\alpha}$ на границах области, удобнее находить в локальной системе координат [15]. Согласно [15], одно из решений — распределение пластического потока в такой локальной ($r < L$) области — имеет вид

$$\vec{J} = \frac{b_1 - b_2}{4\pi}\chi(s, t)\vec{b}(s, t)\left(\ln\frac{2L}{r} - 1\right) - \nabla f, \tag{2.11}$$

где $\vec{b}$ — вектор бинормали в локальной системе координат; $\vec{n}$ — нормаль; $\vec{t}$ — касательная [19]; χ — изменение кривизны области (изменение кривизны оси области), обусловленное внешней нагрузкой; s — текущее значение длины области; b_1, b_2 — модули "вектора Бюргерса" объемной трансляционной и приповерхностной ротационной несовместности соответственно; ∇f — градиентная часть потока, обусловленного сторонними источниками.

При $r > L$

$$\vec{J} = \frac{b_1}{12\pi}\chi(s, t)\vec{b}(s, t)\left(\frac{L}{r}\right)^3 - \nabla f. \tag{2.12}$$

В отсутствие ∇f скорость пластической деформации направлена по бинормали, зависящей от текущего значения координат и времени, в сторону начала координат ($v = -J$), пропорциональна кривизне, разности $b_1 - b_2$ и убывает по модулю с ростом r при $r < L$ по логарифмическому закону и по закону $1/r^3$ при $r > L$. Из полученных формул следует, что чем меньше длина деформируемой области L, тем на меньшую глубину распространяется поток и тем меньше поперечные пространственные размеры распространения пластической деформации (подобно эффекту упрочнения материала частицами малых размеров).

Другой эффект связан с локализацией деформации при наличии границы раздела и приповерхностной разориентации. В этом случае $b_2 \neq 0$ и разность $b_1 - b_2$ может изменить знак в некоторой области вблизи границы [15]. Из-за того, что вблизи границы пластический поток направлен от нее, а вдали — к ней, возможны области наложения деформации — эффект локализации деформации вблизи границы раздела [15, 20] или образование субграниц. Эффект локализации возможен также за счет компенсации первого и второго слагаемого в правой части (2.11).

Мы еще вернемся к обсуждению скорости деформации, но прежде определим саму пластическую деформацию (процесс изменения формы), согласованную с движением пластического потока [15], в области, ограниченной длиной L и поперечными размерами δ. Если s — текущее значение длины вдоль области, то пространственно-временные изме-

нения формы $E(s,t)$ в процессе деформации могут быть найдены из уравнения

$$\vec{J} = \frac{\partial E(s, t)}{\partial t}.$$

Используя выражение для $\vec{J}$ и сделав замену $t' \to t\frac{(b_1 - b_2)}{4\pi}\left(\ln\frac{2L}{r} - 1\right)$, получим

$$\frac{\partial E(s, t)}{\partial t} = \chi\vec{b} - \frac{4\pi}{(b_1 - b_2)\left(\ln\frac{2L}{r} - 1\right)}\nabla f. \qquad (2.13)$$

Из (2.13) следует, что при малых скоростях пластической деформации (ползучесть) существенный вклад в величину деформации дает градиентное слагаемое. Следовательно, при ползучести большой вклад в величину деформации обусловлен градиентной частью потока от сторонних источников. Это может быть градиент химического потенциала (концентрации компонентов), определяющий диффузионный механизм ползучести, как это имеет место при ползучести Кобле или Херринга — Набарро (внутренний сторонний источник) [21] или при наличии потока примеси по границе зерна из внешних источников [22], а также при миграции границы [23].

Первое слагаемое в (2.13) тоже может давать заметный вклад в величину деформации в зависимости от других условий ее протекания. Вклад этот, обусловленный завихренностью потока, возрастает с увеличением скорости и уменьшением ∇f. Влияние его на зернограничные процессы будет обсуждаться в разд. 2.5.

В отсутствие ∇f (или $\nabla\vec{f}$ сонаправлено с $\vec{b}$), решая (2.13) совместно с уравнением $\frac{\partial E}{\partial s} = \vec{t}$ и уравнениями Френе [19], можно показать, что изменение формы рассматриваемой области описывается выражениями

$$E_x(s, t) = -\frac{2}{\beta(\nu^2 + 1)}\{\operatorname{sech} 2\beta(s + 4\nu t)\sin 2\beta(s + 4\nu t) - \operatorname{sech} 8\beta\nu t \sin 8\beta\nu\nu t\}, \qquad (2.14)$$

$$E_y(s, t) = -\frac{1}{\beta(\nu^2 + 1)}\{\operatorname{sech} 2\beta(s + 4\nu t)\cos 2\beta(s + 4\nu t) - \operatorname{sech} 8\beta\nu t \cos 8\beta\nu\nu t\}, \qquad (2.15)$$

$$E_z(s, t) = s - \frac{1}{\beta(\nu^2 + 1)}\{\operatorname{th} 2\beta(s + 4\nu t) - \operatorname{th} 8\beta\nu t\}, \qquad (2.16)$$

где $\nu = -\frac{v}{\beta}$, представляющими собой один из возможных видов волн пластической деформации. Они определяют изменение формы области, ось которой — спиральная кривая с постоянным кручением $\tau = -2v$, равным половине скорости $(-4v)$ перемещения кривой вдоль области, и кривизной

$$\chi(s, t) = 4\beta \operatorname{sech}\,[2\beta(s + 4vt)\,], \tag{2.17}$$

уменьшающейся от максимального значения 4β в точке $s = -4vt$ до нуля при $s \to \pm\infty$. Эта петля спирального движения перемещается вдоль области со скоростью $(-4v)$. Порядок длины перемещения около χ_{max}.

Оценить скорость перемещения формы поперек образца легко из (2.17), если считать, что χ может быть измерено экспериментально и его величина равна χ_e. Тогда для v получаем (с учетом $t' = t\frac{b_1}{4\pi}\left(\ln\frac{2L}{r} - 1\right)$)

$$v = \frac{\pi}{b_1 \ln\left(\frac{2L}{r} - 1\right)t}\left\{\frac{1}{2\beta}\operatorname{Arcsech}\frac{\chi_e}{4\beta} - z\right\}. \tag{2.18}$$

Если для β принять оценку [24] $\beta \approx \sigma_{zz}/xE$, то

$$v = \frac{\pi z}{b_1 t \ln\left(\frac{2L}{r} - 1\right)}\left\{\frac{x}{2z\sigma_{zz}}\operatorname{Arcsech}\frac{\chi_e E x}{4\sigma_{zz}} - 1\right\}. \tag{2.19}$$

Размерность v здесь соответствует размерности кручения [1/м] и зависит от структурного уровня через величину параметра несовместности b_1, имеющего размерность [м^2/с]. Находя скорость перемещения материала $v = dz/dt$ поперек образца, имеем

$$v \approx \frac{z}{t}\left\{1 - \frac{xE}{z\sigma_{zz}}\operatorname{Arcsech}\frac{\chi_e E x}{4\sigma_{zz}}\right\}. \tag{2.20}$$

Поскольку $\chi_e < 4\beta$, а $z \sim L$ и $1/2\beta < L$, средняя скорость такого скольжения $v \sim L/t$. Взяв из эксперимента [25] среднее искривление границ, $L \sim 2$ мкм при $t \sim 200$ ч, имеем $v \sim 10^{-12}$ м/с, что соответствует оценкам [25] скорости процесса искривления зерен при ползучести, осуществляющей массоперенос по границам зерен.

На наш взгляд, описанный механизм пластической деформации локальной области также соответствует механизму движения "бегающей шейки" при пластической деформации, когда в деформации участвует большая доля границ зерен — велики L (см. обсуждение зернограничного проскальзывания в разд. 2.6).

Зависимости $E_i(s, t) = E_{ij}n_j$ (n_j — соответствующая нормаль, $i = x, y, z$) приведены на рис. 2.1—2.3.

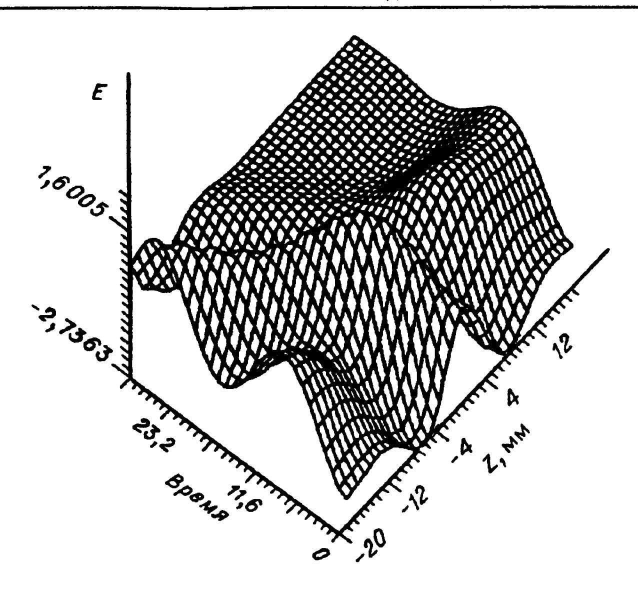


Рис. 2.1. Волна локализованной пластической деформации — эпюра E_y.

На рис. 2.1 представлена эпюра $E_y(s, t)$. Максимум кривизны находится в середине области. Еще два максимума расположены вблизи ее границы. Со временем формоизменение происходит так, что максимум кривизны движется к левой границе с постоянной скоростью 2τ. Деформация этой границы со временем меняется почти по гармоническому закону. Противоположная граница со временем приобретает прежнюю (недеформированную) форму, при этом максимальное изменение формы приходится примерно на 20-ю секунду после начала деформации (временная локализация деформации).

Компонента $E_x(s, t)$ (рис. 2.2) по виду подобна E_y и отличается лишь в деталях в начальные моменты и вблизи границ области. Так же как и на E_y, деформация "покидает" область сначала на правой границе. На рис. 2.3 показана деформация E_z вдоль области — поперек образца. Видно, что она имеет разные знаки у левой (сжатия) и у правой (растяжения) границ образца.

Таким образом, изменение формы в данном случае осуществляется стационарной бегущей волной пластической деформации. Она представляет распространение локализованной пластической деформации и, следовательно, существо явлений локализации, таких как полосы адиабатического сдвига, высокотемпературная локализация [26, 27], и многих других — это волновой характер деформации, а распространение самой локализованной деформации определяет пластическую волну.

На рис. 2.4 показано пространственное распределение локализованной деформации, имеющей волнообразный характер. Для иллюст-

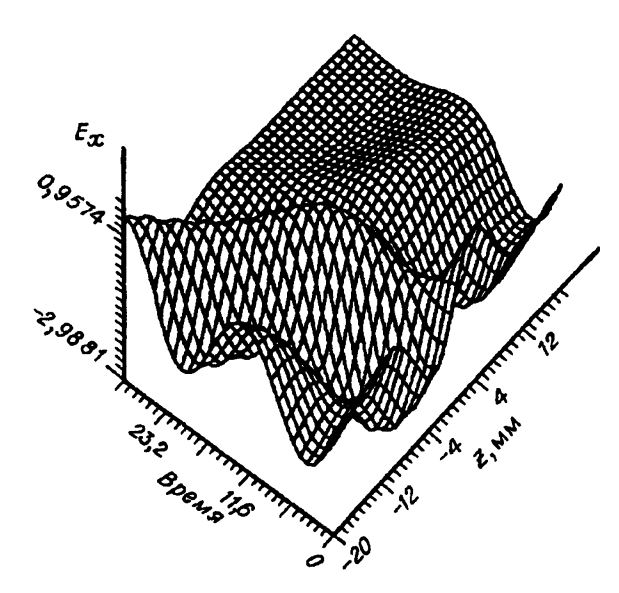


Рис. 2.2. Компоненты деформации E_x.

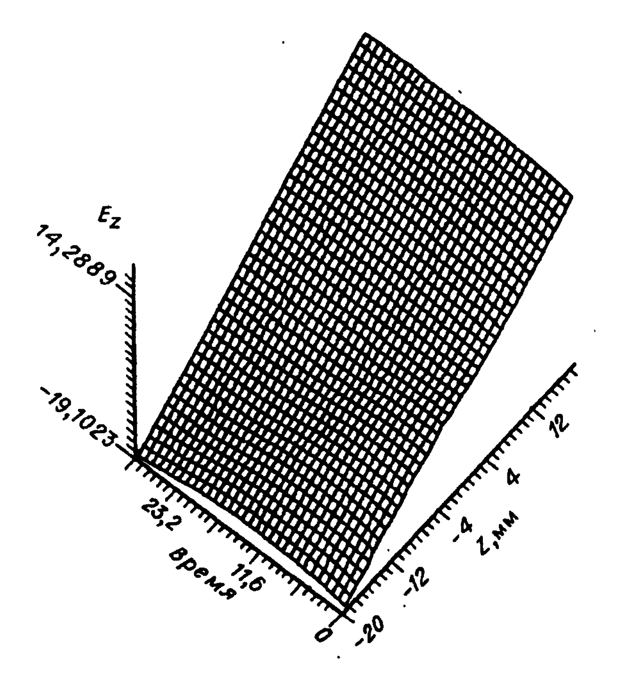


Рис. 2.3. Волна пластической деформации E_z.

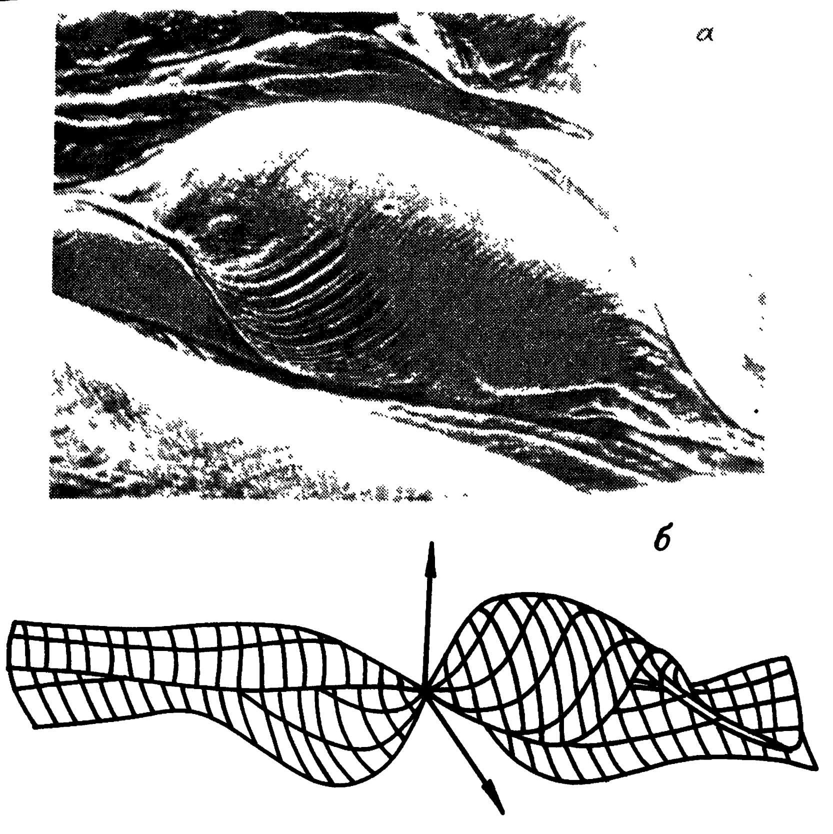


Рис. 2.4. Пространственное распределение локализованной деформации (экспериментальные данные [26]).

рации также приведены экспериментальные данные — локализованная пластическая деформация поликристалла Cu при $T \sim 20$ °C, $E \sim 60$ % (сжатие) [28]. Очевидна идентичная форма деформированных областей на рис. 2.4,*а* и *б*. Важно и то, что в эксперименте деформированная область, так же как и рассчитанная, имеет полосчатую структуру, образованную движением солитона формы одной полосы.

Наряду с выражением (2.14)—(2.16) легко получить соотношения для скорости пластической деформации. В декартовых координатах они имеют вид

$$J_x = \frac{b_1 - b_2}{\pi}\beta \frac{\ln\frac{2L}{r} - 1}{\nu^2 + 1}\left[(\nu^2 - 1)\frac{\cos 2\beta\nu(s + 4\upsilon t)}{\operatorname{ch} 2\beta(s + 4\upsilon t)} - 2\nu\frac{\operatorname{sh} 2\beta(s + 4\upsilon t)\sin 2\beta\nu(s + 4\upsilon t)}{\operatorname{ch}^2 2\beta(s + 4\upsilon t)}\right], \qquad (2.21)$$

$$J_y = \frac{b_1 - b_2}{\pi}\beta\frac{\ln\frac{2L}{r} - 1}{\nu^2 + 1}\left[(\nu^2 - 1)\frac{\sin 2\beta\nu(s + 4vt)}{\mathrm{ch} 2\beta(s + 4vt)} - \right.$$

$$\left. - 2\nu\frac{\mathrm{sh} 2\beta(s + 4vt)\cos 2\beta\nu(s + 4vt)}{\mathrm{ch}^2 2\beta(s + 4vt)}\right], \qquad (2.22)$$

$$J_z = \frac{4(b_1 - b_2)}{\pi}\beta\nu\frac{\ln\frac{2L}{r} - 1}{\nu^2 + 1}\mathrm{ch}^2 2\beta(s + 4vt)$$

$$(s = z,\ r = \sqrt{x^2 + y^2}). \qquad (2.23)$$

Изменение скорости пластической деформации со временем приведено на рис. 2.5. Стрелки указывают величину и направление скорости пластической деформации вблизи ее оси. Скорость деформации поляризована перпендикулярно по отношению к волне изменения формы, движущейся вдоль области. Изменение направления скорости вдоль кривой обусловлено вращением вектора бинормали $\vec{b}$ при перемещении локальной системы координат вдоль s и изменением кривизны. Из рис. 2.5 видно, что максимальное изменение направления скорости происходит в области "перегибов" по оси деформации. В том месте, из которого деформация уходит, скорость пластической деформации равна нулю.

Так как $\vec{b}$ меняет ориентацию, а скорость пластической деформации представляет уединенную поперечную волну ($\vec{b} \perp \vec{t}$) с кручением $\tau(s)$, то в среде наблюдается вращение поляризации волны на угол $\Omega = \int_0^L \tau(s)ds$, равный телесному углу, описываемому концом вектора касательной $\vec{t}$ на единичной сфере. В нашем случае кручение равно удвоенной скорости солитона $\tau = -2v$, $\Omega = -2vL$, т.е. когда касательный вектор $\vec{t}$ к оси деформируемой области возвращается к первоначальному направлению, плоскость поляризации волны скорости деформации поворачивается на угол $\Omega = -2vL$.

Сформулированное свойство волны есть не что иное, как закон параллельного переноса скорости пластической деформации в неоднородной среде. Таким образом, характер пластической волны и некритическое изменение кривизны определяют топологический эффект вращения фазы волны и закон параллельного переноса. Этот классический топологический эффект, проявляющийся в нелинейном поведении механической среды, следует из вида уравнений (2.7) подобно [29], описывающих распространение пластической деформации в приграничной области (в области локализации).

На рис. 2.6—2.8 приведены зависимости изменения формы деформационной области и скорости деформации от кривизны, кручения,

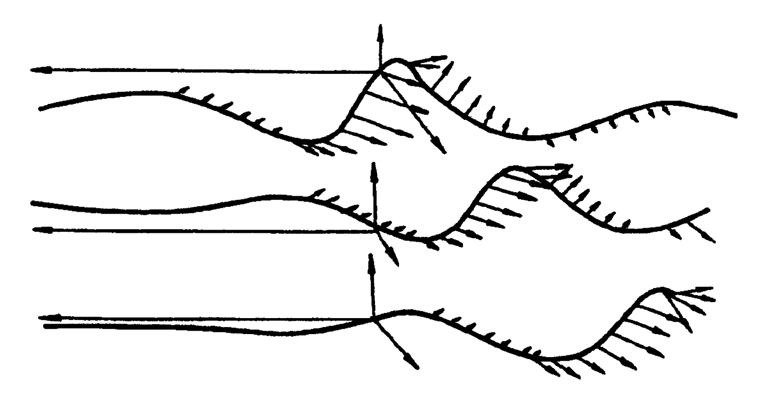


Рис. 2.5. Изменение формы и скорости пластической деформации со временем.

длины области и прочих параметров (вблизи оси области). С увеличением максимальной возможности кривизны резко изменяются форма области, а также величина и направление скорости деформации (рис. 2.6), причем в областях с большей кривизной и областях перегибов скорость меняет знак на противоположный, что при соответствующих условиях может приводить к разрыву области на куски.

Возможность увеличения кручения (рис. 2.7), наоборот, позволяет плавно изменять форму деформированной области, делая ее периодически волнообразной, мало изменяя скорость по величине.

На рис. 2.8 показано изменение формы при разной длине области. При малых значениях L скорость пластической деформации почти одинакова по всей длине и направлена внутрь деформируемой области. С увеличением длины скорость более неоднородно распределяется

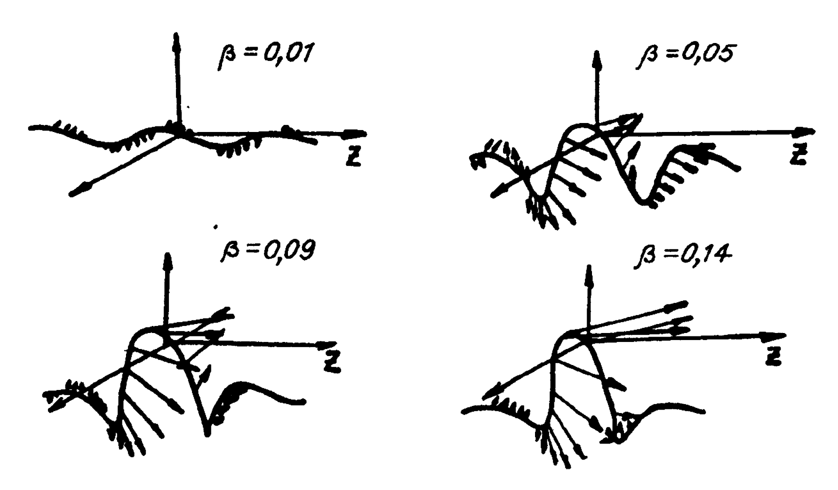


Рис. 2.6. Зависимость формы и скорости пластической деформации от кривизны деформируемой области.

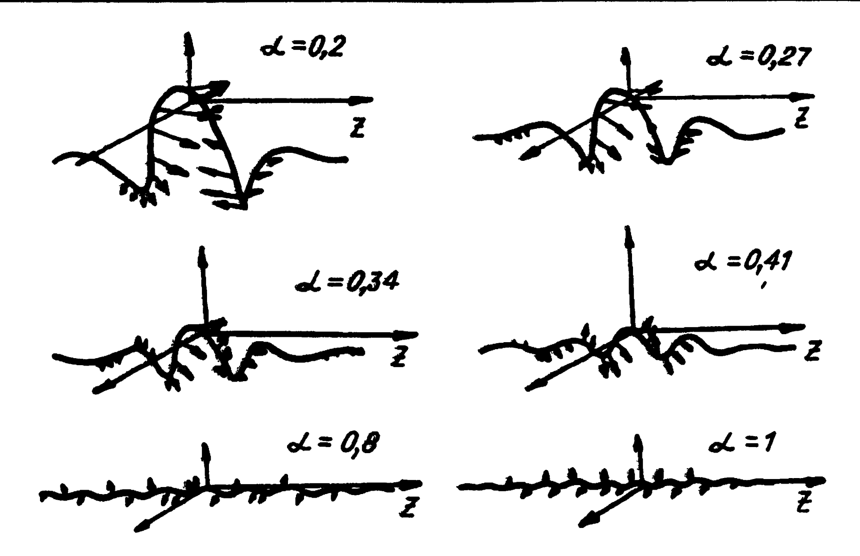


Рис. 2.7. **Изменение формы и скорости пластической деформации в зависимости от кручения (скорости солитона).**

L = 5
z
L = 10
z
L = 20
L = 25

Рис. 2.8. **Зависимость скорости пластической деформации и формы деформируемой области от ее длины.**

вдоль L. Нулевая скорость пластической деформации вблизи малых деформируемых областей, видимо, вскрывает волновой механизм упрочнения материала, а полученные решения — его физическую природу.

На основании полученных результатов можно указать механический критерий прочности деформируемой области (волокна в композите, включения, границы раздела и пр.): наиболее прочной будет область, обладающая возможно большей деформацией кручения и возможно меньшей деформацией изгиба (малая кривизна). Простые оценки упругих изгиба и кручения [24] показывают, что $\tau \sim \frac{9(1+\sigma)}{s}$, $\beta \sim \frac{\sigma_{zz}}{xE}$ (σ — коэффициент Пуассона, σ_{zz} — напряжение растяжения (сжатия) вдоль области). Из изложенного следует, что величина τ/β может характеризовать прочность пластически деформируемой области. Таким образом, $\sigma_{zz} \leqslant 9(1+\sigma)E\delta/s$ и есть оценка сверхпрочности упругопластически деформируемой области. При $\sigma_{zz} \gg 9(1+\sigma)E\delta/s$ область с необходимостью разрушится.

2.5. Зернограничное проскальзывание

Одно из явлений, связанное с поведением границ раздела (границ зерен — ГЗ), — зернограничное проскальзывание (ЗГП) [23]. При ползучести и, более того, при сверхпластической деформации ЗГП представляет собой самостоятельный механизм пластического течения и определяет общую пластическую деформацию. Важную роль в реализации течения играют размеры границы. Изменение ее размеров в процессе ЗГП остается вопросом дискуссионным, и разброс составляет 10^{-6} – 10^{-10} м [23].

Обсудив в предыдущих разделах взаимосвязь приграничной пластической деформации с поведением самой границы раздела, мы рассмотрели в частности и взаимодействие дислокаций с границей зерна. Это взаимодействие можно представить так, что дислокационный поток вызывает формы границы (в ряде случаев может быть наоборот) с кривизной и кручением, и это новое состояние передвигается вдоль границы как уединенная волна (солитон). Сама граница имеет вид сложной спиральной кривой. Скорость движения таких волн определяется прежде всего их геометрическими параметрами (в данном случае кручением границы) и физическими свойствами среды, в которой они распространяются.

Рассмотрим далее вопросы массопереноса по границе, физической ширине границы "мантии" и собственно самого ЗГП, т.е. поворота зерен. Как мы уже показали, процесс проникновения пластического потока из приграничной области — "мантии" — в границу сопровождается самосогласованным изменением формы границы — движением вдоль границы солитона формы — нелинейной волны локализованной пластической деформации. Следствием такого движения является вол-

новой перенос материала на пластически деформируемых участках ГЗ с закрепленными концами и образованием соответственных напряжений сжатия и разряжения (см. формулы (2.18)—(2.20), рис. 2.3).

На одном из закрепленных концов, там, где формируется солитон, измененная форма поднимается над исходной границей, а из областей, где малы модули $C^{\mu\nu}_{\alpha\beta}$, при возникновении такого подъема создается поток материала к краю, где появляется солитон. На другом конце деформируемой части границы волна начинает разрушаться, и масса, перенесенная ею к этому краю, будет в избытке. Последний создаст напряжения и компенсационный отток материала в обратном направлении — к краю, где образуется солитон. Повторяемость процесса порождает непрерывное "круговое" движение материала. Если материал границы испытывает сопротивление перемещению вдоль границы, т.е. деформация протекает в стесненных условиях за счет "сцепления" с соседними к границе участками зерна, то это сцепление будет приводить к развороту зерна (закон сохранения момента импульса). Весь описанный процесс около граничной пластической деформации в стесненных условиях, видимо, следует рассматривать как ЗГП.

Отметим, что в данном контексте проскальзывание является процессом, аккомодирующим около граничную пластическую деформацию в цепи событий: напряжение, искривление границы, первичное скольжение, солитон формы вдоль границы, массоперенос. Однако в других случаях разворот зерен может быть первичным и сам индуцировать приграничную деформацию.

Сделаем некоторые оценки. Определим прежде всего физическую ширину области приграничной деформации (мантии) при ЗГП. Так как согласно (2.11) скорость пластической деформации направлена перпендикулярно границе, будем считать полушириной мантии поперечный размер δ области, где $\vec{J} \neq 0$ при $r \ll L$. Тогда из (2.11) при $J = 0$, $r = \delta$ имеем

$$\delta \approx L\exp\left(-\frac{4\pi(\nabla f\vec{b})}{\chi(b_1 - b_2)}\right), \tag{2.24}$$

откуда видно, что ширина области пропорциональна длине деформируемого участка границы, уменьшенной экспоненциально за счет изменения ее геометрических характеристик — кривизны, отличия b_1 и b_2, а также градиентной составляющей потока существующих источников. Величина δ указывает место (расстояние от границы) локализации приграничной деформации в зерне (это также может быть место образования субграниц и пр.). Так как формула (2.24) получена при условии $r < L$, знак $(\nabla f\vec{b})$ при фиксированном знаке разности $b_1 - b_2$ также фиксирован. Если $\chi \to 0$ и $b_2 \to b_1$, то $\delta \to 0$, т.е. ширина минимальна в отсутствие искривления и в случае, когда объемная завихренность в границе не отличается от поверхностной. (Последнее вполне естественное требование для границы с нулевой шириной.)

Увеличение $(\nabla f\vec{b})$ также уменьшает δ. Скалярное произведение $(\nabla f\vec{b})$ максимально при заданном $|\nabla f|$, если трансляционный поток направлен по бинормали, а увеличение $|\nabla f|$ экспоненциально уменьшает δ. Если же $|\nabla f|$ направлен перпендикулярно $\vec{b}$ (вдоль границы по t или внутри границы по $\vec{n}$), то δ будет максимальна: $\delta_{max} \sim L$. Увеличение δ будет также иметь место при увеличении кривизны и разности $b_1 - b_2$. При этом δ вдоль границы не постоянно, а является функцией $\delta = \delta(s, t)$, так как вектор бинормали и кривизна есть функции текущей длины границы s, времени t и скорости движения солитона — кручения границы. Именно на том участке границы, где $b(s, t) \perp \nabla f$, $\delta = \delta_{max} \sim L$. Для крупных зерен, где $L < R$ — "радиуса" зерна, χ, δ малы по сравнению с линейными размерами зерна, т.е. $\delta \ll R$. Для малых зерен, где $L \sim R$, полуширина δ также порядка R, и в приграничной пластической деформации участвует значительное количество материала зерен.

Получим теперь формулу для угла и скорости разворота зерна при ЗГП. При переносе массы Δm в условиях стесненной деформации в части границы длиной L от одного закрепленного конца к другому в силу закона сохранения момента импульса зерно массой M разворачивается в противоположную сторону. Пусть угол разворота зерна Φ, а угол поворота перенесенной массы Δm — φ. Так как рассматриваемое движение происходит на малые расстояния и относительно медленно, угловые скорости разворотов таковы: $\omega = \varphi/t_п$, $\Omega = \Phi/t_п$, где $t_п$ — время перемещения. С учетом закона сохранения момента импульса и того, что $\varphi \approx L/R$, а также примерно одинаковой плотности материала в границе и зерне имеем

$$\Phi \approx \frac{\Delta V_п L}{V_з R},$$

где $V_з$, $\Delta V_п$ — объем зерна и перенесенного материала соответственно. При движении солитона изменение формы переносится в виде петли, поэтому если считать радиусом петли r, а радиусом (полушириной) границы — δ, то для N солитонов переносимый объем можно аппроксимировать величиной $\Delta V_п = 2\pi^2 N\delta^2 r$. Тогда с учетом (2.24) получим

$$\Phi \approx \frac{2\pi^2 NrL^3}{V_з R} \exp\left(-\frac{8\pi(\nabla f\vec{b})}{\chi(b_1 - b_2)}\right).$$

Так как декартовы координаты деформируемой границы найдены — выражения (2.14)—(2.16), то при $r^2 = E_x^2 + E_y^2 + E_t^2$ (для простоты $t = 0$) имеем

$$r^2 = L^2 - \frac{2L}{\beta(\nu^2 + 1)}\,\mathrm{th}\,2\beta L + \frac{1}{\beta^2(\nu^2 + 1)^2}.$$

Принимая для $N = \Delta t_e v/L$, где Δt_e — время протекания пластической деформации, а $L/v = T$ — период прохождения солитоном пути L со скоростью $v = -2\pi$, и подставляя r, N, $V_з \approx \frac{4}{3}\pi R^3$ в Φ, получаем для изменения угла $\Delta\Phi$ за время Δt_e

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta t_e} \approx -\frac{3\pi\tau L^2}{R^4}\left\{L^2 - \frac{2L}{\beta(\nu^2+1)}\,\mathrm{th}\,2\beta L + \frac{1}{\beta^2(\nu^2+1)^2}\right\}^{1/2} \times$$
$$\times \exp\left(-\frac{8\pi(\nabla f\,\vec{b})}{\chi(b_1-b_2)}\right). \qquad (2.25)$$

Проанализируем (2.25). При больших β, L (2.25) переходит в выражение

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta t_e} \approx \frac{3\pi\tau L^2}{R^4}\left(L - \frac{1}{\beta(\nu^2+1)}\right)\exp\left(-\frac{8\pi(\nabla f\,\vec{b})}{\chi(b_1-b_2)}\right), \qquad (2.26)$$

при малых β, L

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta t_e} \approx -\frac{3\pi\tau L^2}{R^4\beta(\nu^2+1)}\exp\left(-\frac{8\pi(\nabla f\,\vec{b})}{\chi(b_1-b_2)}\right). \qquad (2.27)$$

Из (2.25)—(2.27) следует:

1) если кручение отсутствует, т.е. скорость солитона равна нулю, то разворота зерен не происходит, $\Delta\Phi = 0$, и наоборот, при больших значениях L и τ — больших скоростях "бегающей шейки" — $\Delta\Phi$ и локальное изменение формы также велики;

2) если не изменяется кривизна границы (упрочнение границы), $\Delta\Phi$ также равно нулю;

3) при малых L, β ($\tau < \beta$) разворот практически отсутствует;

4) $\Delta\Phi$ сильно зависит от ширины мантии и от потока сторонних источников, при этом если трансляционные потоки таковы, что $\nabla f \perp \vec{b}$, то $\Delta\Phi$ максимально;

5) при больших L ($L \sim R$) и малых β (граница изначально имеет большую кривизну или упрочнена)

$$\frac{\Delta\Phi}{\Delta t_e} \approx -\frac{3\pi\tau L^3}{R^4}\exp\left(-\frac{8\pi(\nabla f\,\vec{b})}{\chi(b_1-b_2)}\right);$$

6) проскальзывание неравномерно, так как $\chi = \chi(s)$, $\vec{b} = \vec{b}(s)$, а также τ, L могут быть различны для различных участков границы;

7) зависимость $\Delta\Phi$, $\Delta\Phi/\Delta t_e$ от кристаллографии границы через $b_1 b_2$ и ∇f;

8) сильная обратная зависимость разворотов от размера зерен.

Существенный вклад в общую пластическую деформацию дает $\Delta\Phi$ при ползучести. Полученные выражения кроме всего прочего позволяют оценить зависимости $\Delta\Phi$ от времени испытания.

Из (2.25)—(2.27) следует, что наиболее существенный вклад в $\Delta\Phi(t)$ дает $R(t)$. Размер зерна меняется за счет увеличения размеров $\Delta R(t)$ — активной пластической зоны. Так как $\Delta R(t)$ имеет s-образный характер [25], $\Delta\Phi \sim (R_0 - \Delta R(t))^{-4}$ тоже будет s-образного характера, что действительно наблюдается экспериментально [25].

Окончательно последовательность процесса ЗГП такова: в результате внешней нагрузки искривляется "слабый" участок границы, что приводит к движению пластического потока (первичное скольжение) пропорционально χ, аккомодация которого происходит движением солитона формы вдоль границы со скоростью, определяемой ее кручением; с движением пластической волны переносится масса, которая в стесненных условиях обусловливает появление локальных напряжений (возможно образование ступенек) и затем разворот зерен.

Важно отметить, что полученные выше формулы являются как бы мостом между механикой пластически деформируемого материала и материаловедческим описанием, определяющим лишь граничные условия (исходное состояние материала) и основанным, как правило, на атомарных механизмах. Автора всегда удивляло стремление материаловедов отыскивать причину тех или иных механических свойств материала непосредственно в механизмах атомных движений, опуская мезоскопический уровень — механическое поведение внутренней структуры материала. Предлагаемый подход восполняет этот пробел и в дальнейшем может послужить для описания таких механических явлений, как сверхпластичность, распад и пр.

2.6. Волновая модель и критерии квазивязкого разрушения

Обычно под термином разрушения сплошной среды понимают образование разрывов среды, размеры которых превосходят размер частиц материала, рассматриваемых как элементарные. Систему предположений о процессе перехода сплошного состояния среды в разрушенное называют моделью разрушения. Соотношения, связывающие параметры модели, являются формальными критериями разрушения.

Линейная механика разрушения описывает хрупкое разрушение, используя коэффициенты интенсивности напряжений, а критерии определяются достижением коэффициентов критического значения k_{1c}.

Если при разрушении размер пластической зоны велик, то физические закономерности явления связаны со свойствами сопротивления материала пластической деформации. Особенности пластического течения материала в локальных областях определяют условия образования трещины, законы ее роста и развития [30]. Такое квазивязкое разрушение описывается в нелинейной механике, где один из критериев разрушения связан с достижением инвариантного J-интеграла предельного значения J_{1c}, называемого упругопластической вязкостью разрушения.

На основании показанного волнового характера распространения локализованной пластической деформации можно утверждать, что необходимое условие квазивязкого разрушения — достижение материалом такого состояния, когда уже невозможно распространение локализованной пластической деформации при нагружении. Так как само разрушение происходит с помощью соответствующих напряжений (достаточные условия), то "остановка" пластической деформации есть предпосылка разрушения, и такое состояние материала можно считать состоянием предразрушения (необходимые условия есть, а достаточных еще нет). Модель достижения такого состояния может быть основана на полученной волновой картине локализованной пластической деформации, где состояние предразрушения может наступить по следующим причинам:

1) нагружение может не аккомодироваться изменением локальной кривизны деформируемой области (сильно упрочненный материал, граница и т.п.), при этом пластической деформации не возникает. Тогда хрупкое разрушение не будет связано с распространением пластической деформации;

2) изменение кривизны локально деформируемой области (границы) при нагружении не может быть аккомодировано пластическим потоком $\vec{J}$, распространяющимся вдоль образца (первичным скольжением);

3) пластический поток $\vec{J}$ и кривизна не могут быть аккомодированы волной изменения формы (солитоном формы) поперек образца, т.е. скорость солитона формы стремится к нулю (кручение $\tau \to 0$);

4) перенос массы солитоном формы не может быть аккомодирован разворотом зерна (ротацией деформируемой области);

5) разворот зерна (ротация области) не может быть аккомодирован границами смежных зерен.

Так как кривизна χ, обусловленная внешним нагружением, может быть аппроксимирована $\chi \sim \dfrac{4\sigma_{zz}}{\delta E}$ $(x \sim \delta)$, то согласно условию 2 и формулам (2.11), (2.12) имеем критерий того, что материал переходит в состояние предразрушения $(\nabla f \to 0)$ вблизи оси деформируемой области

$$(\vec{J}\vec{b})\frac{\pi E \delta}{(b_1 - b_2)\ln\left(\dfrac{2L}{r} - 1\right)} < \sigma_{zz}, \qquad (2.28)$$

вдали от оси —

$$(\vec{J}\vec{b})\,\frac{3\pi E}{b_1}\left(\frac{r}{L}\right)^3 \delta < \sigma_{zz}. \qquad (2.29)$$

В тот момент и в том месте, когда и где σ_{zz} достигнет критического значения, произойдет квазивязкое разрушение материала. Если фактический $\vec{J}$ направлен по бинормали $\vec{b}$, то в (2.28)—(2.29) входит $|\vec{J}|$, и

если пластический поток мал или пластические области очень узки и длинны, материал находится в состоянии предразрушения уже при малых напряжениях σ_{zz}. То же будет иметь место, если $\vec{J} \perp \vec{b}$, т.е. первичное скольжение осуществляется внутри самой пластически деформируемой области (границы).

Наоборот, если пластическая область широка, а также при больших E состояние предразрушения наступает при больших σ_{zz}. Отметим, что в данном случае состояние предразрушения определяется возможностью локального изгиба деформируемой области, поэтому разрушающими являются напряжения σ_{zz}. Если для оценки критических σ_{zz} взять $\sigma_{zz} \sim 9(1 + \sigma)E$, то в (2.28)—(2.29) войдет лишь коэффициент Пуассона.

Таким образом, при выполнении условия 2 большим ресурсом работы будет обладать материал с большим модулем Юнга, большими пластическими потоками и большими поперечными размерами пластически деформируемых областей.

В случае 3 стремление τ к нулю может быть достигнуто, в частности, следующим образом. Условия, накладываемые на деформации на границах деформируемой области, должны быть таковы, что

$$E_x(L) = E_x(-L), \quad E_y(L) = E_y(-L), \quad E_z(L) = E_z(-L). \qquad (2.30)$$

Это означает, что либо в силу каких-то обстоятельств деформации на обоих концах области (границы) одинаковы, либо область замкнута. Из условий (2.30) следует, что $\tau = 0$ и уравнения для максимальной кривизны $\text{th}\, 2\beta L = \beta L$ или $\beta \sim 1/L(\chi_{\max} \sim 4/L)$.

Выражения для эпюр деформации имеют вид

$$E_x = 0; \; E_y = L\left(\text{sech}\,\frac{2s}{L} - 1\right); \quad E_z = s - L\,\text{th}\,\frac{2s}{L} \qquad (2.31)$$

и не зависят от времени. Скорость пластической деформации здесь направлена в одну сторону перпендикулярно плоскости замкнутой кривой (рис. 2.9, *б*).

Соотношения (2.31) представляют плоскую кривую с $\Omega = 0$, и угол между касательной и пластическим потоком, направленным по бинормали, сохраняется вдоль всей кривой $E_i(s)$, являющейся геодезической линией.

Состояние предразрушения в рассматриваемом примере может наступить и для замкнутой пластически деформируемой области (рис. 2.9, *б*), и для произвольно протяженной области с перечисленными условиями деформации.

Наиболее благоприятные условия для реализации этого случая имеют место при знакопеременном нагружении (усталостное разрушение), при котором могут изменяться знаки кривизны $\chi(s)$ локальной области и первичного пластического потока $J \sim \chi$. До тех пор пока $\tau \neq 0$, поток будет аккомодироваться солитоном формы поперек образца (см. (2.17)). Но как только $\tau \to 0$, аккомодации изменения потока не

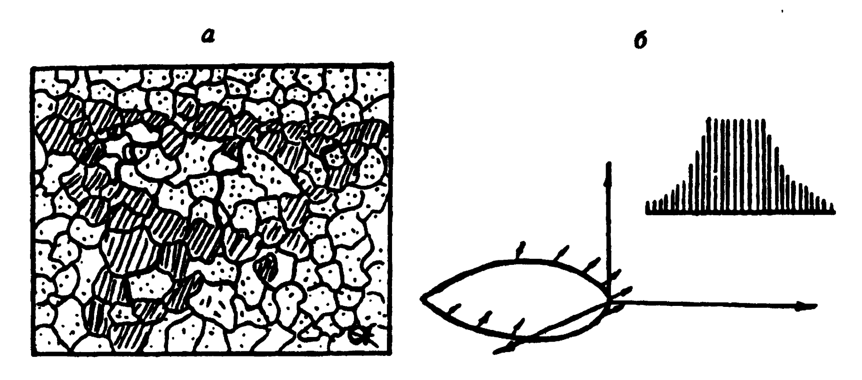


Рис. 2.9. Изменение структуры при знакопеременном нагружении Pb + 0,03 % Te ($N = 65 \cdot 10^4 \times 50$) [16] (*а*) и поведение замкнутой границы $\tau = 0$(*б*).

происходит, и состояние предразрушения образуется в результате "сплющивания" петли изменения формы (именно поэтому существенное значение имеет толщина материала).

На рис. 2.9, *а* приведены структурные изменения образца Pb + 0,03 % Te [16] при знакопеременном нагружении, представляющие замкнутую область пластически деформированного материала, соответствующую состоянию предразрушения. На рис. 2.9, *б* приведен результат расчета $E_i(s)$ по формулам (2.31). На вставке указано распределение скорости пластической деформации вдоль кривой.

На рис. 2.10, *а* показаны другие структурные изменения при знакопеременном нагружении Pb [16]. Если предыдущий рисунок иллюстрировал возможность образования области предразрушения, включающей множество зерен и их границ, то данные изменения касаются отдельных границ и приграничных областей.

Экспериментальные данные [16] показывают, как локализация деформации в стесненных условиях порождает сначала источник, а затем сброс деформации в зерно — новую полосу локализованной деформации, распространяющуюся в зерно перпендикулярно границе. В дальнейшем именно в этом месте произойдет разрушение материала [16]. Рассчитанные $E_i(s)$ с условиями (2.30) приведены на рис. 2.10, *б* для разных значений L — длин области (границы). Результаты расчета показывают, что перевод границы из трехмерной в плоскость за счет стесненных условий приводит к сбросу локализованной пластической деформации перпендикулярно границе. На вставках показано распределение скорости деформации по длине границы. Видно, что даже при малых L, т.е. при локализации деформации на малых отрезках границы, возникающей при малых напряжениях, могут появляться сбросы локализованной деформации — предвестники трещин. Подобные области (сбросы) могут возникать и вдоль границы, но для этого должны осуществляться граничные условия $E_i(L) = -E_i(-L)$, отличные от (2.30), т.е. на одном конце деформируемого участка границы должно быть растяжение, а на другом — сжатие.

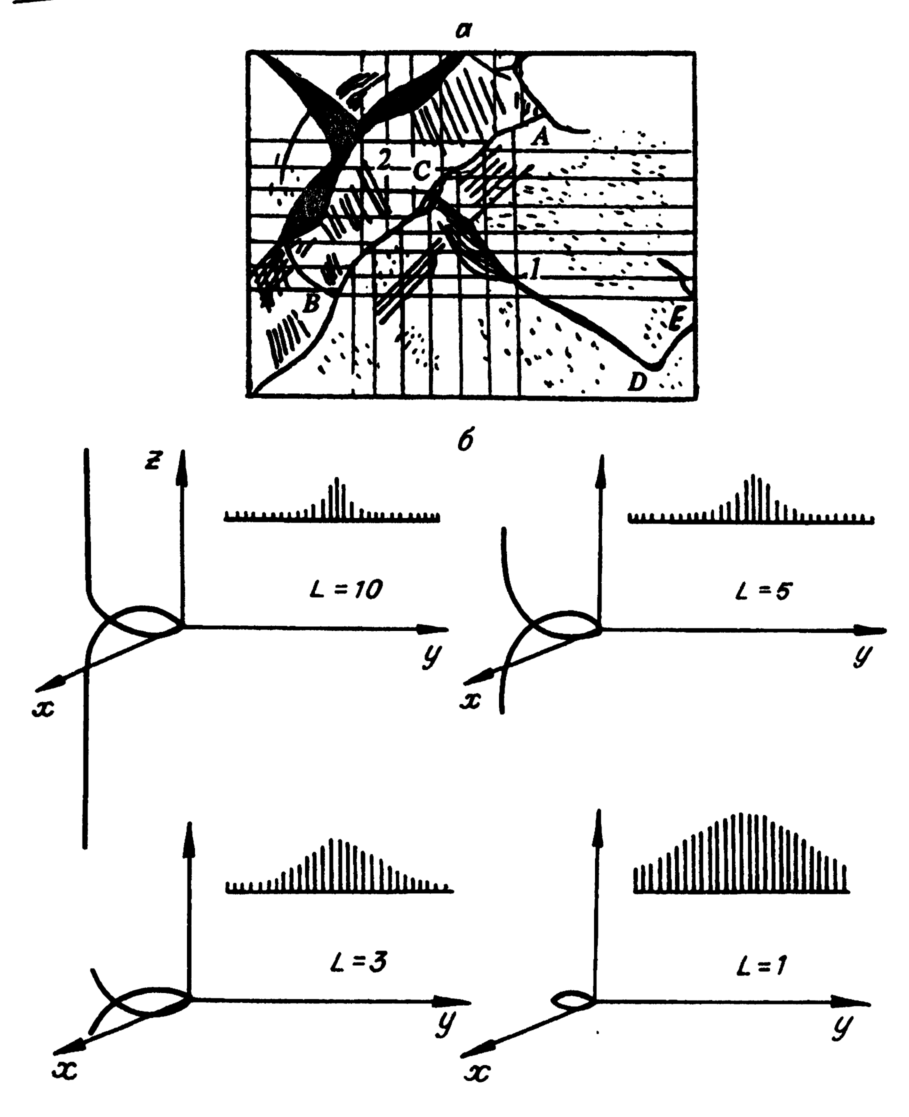


Рис. 2.10. Структурные изменения при знакопеременном нагружении Pb ($N = 5 \cdot 10^4 \times 100$) [16] (*а*) и поведение границы различной длины при $\tau = 0$ (*б*).

Обращение величины τ в нуль при знакопеременном нагружении может осуществляться не только за счет стесненной деформации (указанных граничных условий на краю области), но и в случае, если в локализованной пластической деформации участвуют несколько смежных областей (зерен). Тогда, если даже первичное скольжение в каждой области (зерне) аккомодируется волной изменения формы поперек

области, на границы смежных областей эти волны приходят так, что гасят друг друга. Это погашает скорость волн и во всем поперечном сечении всей участвующей в деформации области образца делают ее равной нулю, что и приводит к состоянию предразрушения. Обычно в таком случае полоса локализованной деформации имеет вид ломаной кривой [25], причем каждое из звеньев этой кривой аккомодирует "свое" первичное скольжение.

Переход материала в состояние предразрушения вследствие невозможности аккомодации переноса массы разворотом зерен достигается при условиях, перечисленных при обсуждении ЗГП. Материал перейдет в состояние предразрушения, если скорости пластической деформации вдоль структурного элемента и/или поперек элемента и ширина пластической приграничной зоны велики, а разворот зерна ЗГП не может осуществляться из-за стесненности деформации. Наиболее существенным фактором при этом является размер зерен, так как $\Delta\Phi \sim R^{-4}$. Также важны и другие геометрические характеристики границ — ширина, кривизна. Малость всех указанных величин благоприятна для быстрого достижения материалом состояния предразрушения. Из (2.20) и (2.25)—(2.27) имеем математическое выражение для критерия перехода материала в состояние предразрушения

$$\Delta\Phi < \frac{3\pi^2 L^4 \delta^2}{b_1 R^4}\left\{1 - \frac{E}{\sigma_{zz}}\operatorname{arcsech}\frac{\chi_e E L}{4\sigma_{zz}}\right\}, \qquad (2.32)$$

где χ_e — экспериментально измеряемая кривизна деформируемой части границы (области).

В том случае, если второе слагаемое в фигурной скобке в правой части (2.32) много больше единицы, вместо (2.32) имеем

$$|\Delta\Phi| < \frac{3\pi^2 \chi_e E^2 L^5 \delta^2}{b_1 R^4 \sigma_{zz}^2}. \qquad (2.33)$$

Если для оценки критических σ_{zz} взять $\sigma_{zz} \sim 9(1+\sigma)E\delta/L$, то для $\Delta\Phi$ получим

$$|\Delta\Phi| < \frac{\pi^2 \chi_e L^5 \delta^2}{216 b_1 R^4 (1+\sigma)^2} L/\delta, \qquad (2.34)$$

и $\Delta\Phi$ будет определяться отношением поперечного сжатия к продольному растяжению наряду с геометрическими характеристиками дифференцирующей области. Приведенные формулы легко поддаются экспериментальной проверке, поскольку содержат все измеряемые величины. Надеемся, что в ближайшее время такие экспериментальные исследования будут проведены.

Наконец, для того чтобы материал не разрушался при соблюдении условия 5, необходима определенная свобода движения всех структурных элементов (зерен) материала.

Приведенные критерии относятся к определенным видам разрушения, таким как межкристаллитное разрушение в зонах локализации деформации, разрушение в композиционных материалах вблизи волокон, на межфазных границах и пр.

Можно также считать, что условия 1—5 являются принципами создания прочных и в то же время пластичных материалов различного назначения, а особенности получаемых волновых динамических картин пластической деформации и ее скорости могут определить критерии возможного квазивязкого разрушения. Главными в этих критериях будут установившиеся большие локальные деформации и соответствующие им в данный момент времени в данном месте малые скорости пластической деформации.

* * *

В структурно-неоднородных средах локализованная пластическая деформация не только на микро-, но и на мезоуровне может иметь волновой характер и распространяться в виде нелинейных пластических волн. Установлена взаимосвязь этого нового явления с давно изучаемым зернограничным проскальзыванием и некоторыми видами квазивязкого разрушения в пластически деформируемых материалах.

Рассмотрены некоторые конкретные практические задачи механики пластической деформации и определенных видов разрушения. В дальнейшем обсуждение этих задач будет более глубоким и детальным, связанным непосредственно с ведущимися сейчас экспериментальными исследованиями динамики деформации при различных видах нагружения и разрушения [17, 18, 31]. Надеемся, что удастся использовать предлагаемый подход теоретического изучения локализации деформации и разрушения к таким явлениям, как откольное разрушение [31], влияние потоков дефектов на ЗГП [22], сверхпластичность [23], поведение тектонических разломов и различного рода границ [32], электро- и магнитопластические эффекты, высокотемпературная локализация деформации [27] и др.

Возможность использования предлагаемого подхода обусловлена тем, что локализация деформации присутствует в явном или неявном виде при пластической деформации, и ее поведение играет принципиально важную роль в распространении пластической деформации по материалу.

Автор благодарен В.Е. Панину за постоянное обсуждение проблемы и И.О. Недавнему за проведение расчетов на ЭВМ.

Глава 3

МИКРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПЛАСТИЧНОСТИ И РАЗРУШЕНИЯ СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

3.1. Структурные уровни деформации и разрушения

Классическая механика пластического деформирования и разрушения материалов, несмотря на громадное разнообразие методов и подходов, а также чрезвычайную изощренность математического аппарата, фактически рассматривает процесс разрушения материалов в отрыве от предваряющей его пластической деформации и эволюции внутренней структуры материала в ходе пластического течения. Следует заметить, что в механике давно осознана необходимость совместного описания этих процессов. Существует множество моделей и теорий, которые пытаются учесть влияние внутренней структуры материала и накопленной пластической деформации на последующее разрушение. Однако до сих пор отдельно существует две группы теорий: пластического деформирования и разрушения. Такое положение обусловлено прежде всего присущей макроподходу ограниченностью, заложенной в его методологии: макрочастица здесь фактически бесконечно малая точка, не имеющая размеров, но в то же время мыслится достаточно большой, чтобы осредненно отражать механические свойства материала, проявляемые им на макроуровне. При этом игнорируется тот факт, что прочностные макрохарактеристики одного и того же материала отличаются при разных внешних воздействиях именно потому, что при различных видах нагружения поля внутренних напряжений и деформаций в самой макрочастице будут существенно неодинаковыми. Это связано с тем, что на самом деле любой материал имеет сложную, как правило, иерархически организованную внутреннюю структуру [1—7], которая по-разному эволюционирует при различных внешних воздействиях, приводя как к пластической анизотропии, так и к неодинаковым видам разрушения макрообъема.

С другой стороны, и предваряющая разрушение пластическая деформация, и само разрушение являются по своей физической природе локальными процессами, и эта локализация пластической деформации и разрушения имеет свои специфические особенности на каждом структурном уровне. На микроуровне — уровне дефектов структуры (вакансий, дислокаций и т.д.) — развиваются свои процессы накопления микроповреждений, обусловленные перераспределением дефектов и увеличением их плотности. Причем поля внутренних напряжений на разных структурных уровнях также существенно различны и имеют разную физическую природу. Неодинаковы и концентраторы напряжений. На микроуровне это могут быть внедренные атомы, атомы

замещения, дислокационные петли и т.д., на мезоуровнях — стыки зерен, сегрегации на границах фрагментов, включения и т.д., на макроуровне — макронеоднородности (макроконцентраторы). Только они и принимаются во внимание классическим макроподходом.

Принципиальный шаг вперед в развитии общей теории пластичности и последующего разрушения был сделан в работах В.Е. Панина с сотрудниками [1—3, 5, 8]. Методология основана на идее структурных уровней деформации и разрушения, что позволяет рассматривать материал как иерархически организованную систему, которая эволюционирует и способна к самоорганизации под внешними воздействиями [1, 2]. Такой подход позволил в рамках единой методологии объединить результаты, полученные в физике деформируемого твердого тела и механике [2]. Так, на основе достижений физики твердого тела, в частности теории дислокаций, строятся микроскопические модели, использующиеся на микроуровне и обеспечивающие деформацию различных элементов мезоструктуры.

В основу развиваемого в настоящей работе подхода положены идеи структурных уровней деформации и элементарных носителей пластической деформации [1—3]. Разрушение рассматривается как последняя завершающая стадия эволюции внутренней структуры материала, когда единственным способом диссипации подводимой к материалу энергии остается образование несплошностей разных масштабов.

Пластическое течение зарождается всегда на микроуровне, т.е. на уровне элементарных носителей пластических сдвигов — дефектов структуры различной физической природы и различных масштабов [2, 9]. Последующая эволюция всей иерархической системы структурных уровней деформации как раз и формирует последовательное развитие повреждений на разных масштабных уровнях, вплоть до макротрещины.

Так как любой материал обладает более или менее развитой внутренней структурой, он рассматривается как иерархически организованная структурно-неоднородная среда.

Согласно предложению В.Е. Панина используется следующая терминология. Вводятся понятия масштабных и структурных уровней. Масштабных уровней всего три: микро, мезо и макро. Для каждого из них должно быть развито свое специфическое описание: набор соответствующих моделей и адекватный математический аппарат.

Под структурными уровнями организации материала, которые связаны со специфическими механизмами деформации и разрушения (поэтому иногда пишут — структурные уровни деформации или структурные уровни разрушения), понимаются структурные элементы организации материала: атомы, дефекты структуры (вакансии, дислокации и т.д.), которые составляют микроскопический масштабный уровень; мезоскопический масштабный уровень объединяет мезоскопические структурные элементы — ячейки, зерна, полосовые структуры, выделения различных фаз, иные структурные неоднородности или фрагменты структуры, которые необходимо явно учесть при описании процессов деформации и разрушения; макроскопический масштабный уровень —

это уровень осредненного описания, на котором используются континуальные феноменологические представления и модели и который образует макрочастицу, обычно рассматриваемую классической механикой.

Ключевым понятием в развиваемом подходе является понятие представительного мезообъема — такого минимального объема материала, который содержит достаточное для осредненного описания количество структурных элементов, т.е. представительный мезообъем — это макрочастица, как она понимается в классической механике сплошных сред. Принципиальное отличие от классического подхода заключается в том, что рассмотрение переносится на процессы, развивающиеся в мезообъеме на мезоскопическом уровне. При необходимости внутри такого представительного мезообъема может быть установлена своя иерархия структурных уровней различных мезоскопических масштабов и подробно изучены механизмы пластической деформации, разрушения и взаимодействия структурных элементов, составляющих мезообъем. Необходимо также предусмотреть возможность появления новых фрагментов в ходе пластического течения и распад первоначальных структур.

Ключевая роль мезоскопического описания процессов деформации и разрушения не только имеет отмеченный методический аспект, но и определяет развитие адекватного математического аппарата, который должен принять во внимание возникновение внутренних нескомпенсированных моментов, порожденных взаимодействиями фрагментов мезоструктуры и особенностями развития сдвиговой деформации внутри самих фрагментов. Если записаны уравнения, позволяющие рассчитать весь процесс пластического деформирования и разрушения представительного мезообъема, то осредненные по мезообъему параметры дают напряженно-деформированное состояние для макрочастицы (представительный мезообъем и есть такая макрочастица). Эти параметры определяют характер разрушения макрочастицы именно при таком напряженно-деформированном состоянии. Как уже отмечалось, на макроуровне для совокупности таких макрочастиц — представительных мезообъемов, образующих макрообъем, — задача может быть решена обычными средствами механики сплошных сред. С другой стороны, сам процесс пластического деформирования каждой частицы мезообъема и накопления в нем повреждений может быть задан путем рассмотрения микропроцессов на микроскопическом масштабном уровне, для описания которых должны быть развиты свои (дислокационные, феноменологические или иные) модели и решены соответствующие уравнения.

При описании процессов пластического деформирования и разрушения должны быть решены следующие принципиальные задачи:

— достаточно полно и правильно учтены особенности мезоструктуры и построены модели ее эволюции в ходе нагружения материала (учтен возможный распад старых границ фрагментов и формирование новых структурных элементов и т.д.);

— задана схема деформирования в точке мезообъема. Пластическое деформирование металлов в локальных областях кристаллов обеспечивается трансляционным скольжением в активных системах сколь-

жения. Следовательно, необходимо для данного типа материала задать возможную схему скольжения. Например, базовое скольжение и аккомодационное, определенным образом ориентированное по отношению к базовой системе, и т.д. Эта проблема подробно обсуждается в гл. 11;

— решена задача описания аккомодационной пластической деформации, обеспечивающей деформацию мезоскопических элементов структуры материала, т.е. задача микроописания на уровне элементарных носителей пластической деформации;

— решена проблема осреднения параметров по мезообъему для осредненного описания процессов деформации и разрушения на уровне макрочастиц, составляющих макрообъем.

Процессы развития пластического течения, предразрушения и дальнейшего разрушения всех материалов, во-первых, существенным образом связаны со структурными неоднородностями (концентраторами разных масштабов), во-вторых, разрушение рассматривается как завершающий этап эволюции внутренней структуры в ходе пластической деформации материала. Разрушение является локальным процессом и наступает тогда, когда материал в некоторой локальной области исчерпал свои аккомодационные возможности. Таким образом, разрушение, с одной стороны, — своеобразная аккомодация (подстройка элементов структуры друг к другу), а с другой — специфический способ диссипации подводимой к материалу энергии. Огромную роль при этом играют повороты, как материальные, так и кристаллографические [3—8], поскольку трансляции (в частности, сдвиг одной части материала относительно другой) приводит лишь к образованию внутренних границ соответствующего повреждения. Для раскрытия трещины любого масштаба требуется разворот ее берегов. Следовательно, в разрушающемся материале в зависимости от сложности его внутренней организации неизбежно должна возникнуть своя иерархия поворотов. Этот процесс обусловлен самоорганизацией поворотных мод и трансляционных сдвигов при пластической деформации на разных структурных уровнях. Он начинается с микроскопического уровня дефектов структуры, например с раскрытия микроповреждений на уровне дислокаций. Затем продолжается на мезоскопических уровнях фрагментов структуры разных масштабов l и завершается в макрообъеме, обеспечивая расхождение берегов макротрещины.

Роль поворотов разных масштабов в формировании структур разрушения становится понятной как из теоретического рассмотрения [2, 5, 10—2], так и из анализа микроструктуры образцов после их нагружения [4, 6—8, 13, 14]. Их развитие в материале по сути есть аккомодационный процесс. Поворот становится необходимым, когда схема трансляционного сдвига в точке такова, что неспособна обеспечить пластическую деформацию, необходимую для сохранения сплошности материала (например, активна одна система скольжения). В этом случае каждый фрагмент (структурный элемент) или его часть обязательно будет стремиться повернуться [1, 2], чтобы обеспечить недостающую аккомодацию. Данный процесс неизбежно породит иерархию поворотов разных масштабов, а следовательно, в мезообъеме

должны возникнуть внутренние моменты (в представительном мезообъеме суммарный момент равен нулю).

Так, в работах [13, 14] методами электронной и оптической микроскопии изучалась микроструктура образцов, подвергнутых ударно-волновому нагружению. Дана классификация типов откольного разрушения [13]. Среди прочих выделен ротационный тип разрушения: "полному разрушению материала предшествует его ротационное движение, реликтовыми остатками которого после металлографического травления являются следы сфер или эллипсоидов вращения" [13]. Комбинированные типы откольного разрушения показаны на рис. 3.1, *а—в*: ротационное разрушение на нижнем структурном уровне (диаметр ротаций в стали 30ХН4М 4—7 мкм) и ступенчатое на верхнем — рис. 3.1, *а*; чередование ротационных и сдвиговых участков откольной щели — рис. 3.1, *б*; цепочка ротаций в меди М-3, ориентированная вдоль направления распространения волны (показано стрелкой), — рис. 3.1, *в* (средний размер зерна 150—200, размер ротаций 40—60 мкм) [13]. Многоуровневый ротационный характер откольного разрушения вязкой высокопрочной стали 45ХНМФА [14] иллюстрирует рис. 3.1, *г—е*. Элементарные сферические ячейки (рис. 3.1, *г*) образуют крупномасштабные ячейки: незавершенную (рис. 3,1, *д*) и завершенную (рис. 3.1, *е*). Размер элементарных ячеек составляет от единиц до десятков микрон. Их внутренность сильно фрагментирована. Образовавшиеся в ходе пластического течения фрагменты имеют размеры десятых долей микрон и расположены спиралеобразно [14] (см. рис. 3.1, *г*), что наглядно иллюстрирует вихревой характер пластического течения, которое развивалось в этих локальных областях.

Любые трансляционные смещения и повороты уже имевшихся в материале или образовавшихся в ходе пластической деформации фрагментов структуры обязательно должны сопровождаться трансляциями и поворотами внутри этих фрагментов. Таким образом, в самих фрагментах должна развиваться аккомодационная пластическая деформация, которая обеспечивает подстройку фрагментов к своим соседям, сохраняя тем самым сплошность среды. Сами фрагменты структуры — структурные элементы — могут выступать на развитых стадиях пластической деформации в качестве элементарных носителей пластической деформации, смещаясь и поворачиваясь как целые.

Невозможность дальнейшего развития сдвигов внутри фрагментов приводит к блокировке аккомодации в данной локальной области материала и возникновению в этом месте несплошности, которую мы называем мезотрещиной.

Пройдет ли разрушение (мезотрещина) по границе фрагмента или внутри него, зависит от конкретных условий: состояния границ раздела фрагментов, наличия соответствующих концентраторов и неоднородностей внутри фрагмента или на его границах и т.д.

Следовательно, для адекватного описания процессов пластического деформирования, предразрушения и разрушения материала необходимо одновременное рассмотрение как минимум трех масштабных

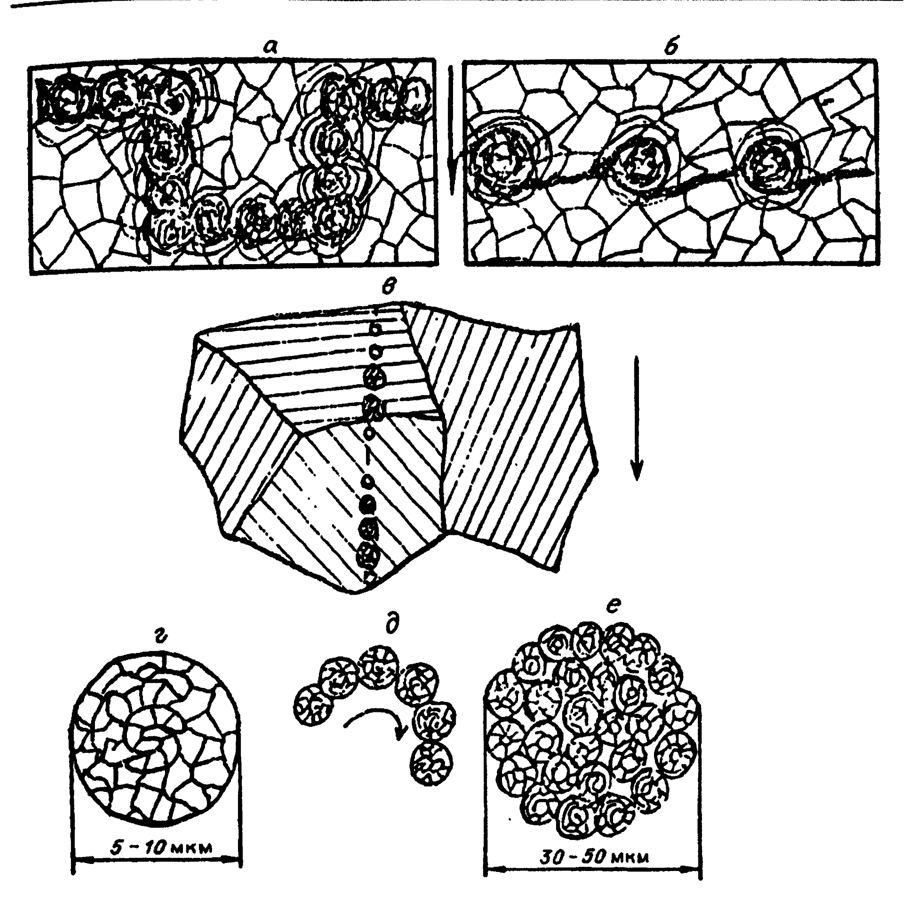


Рис. 3.1. Развитие поворотов при разрушении по экспериментальным данным [13, 14].

уровней: макро, мезо и микро. Причем предметом изучения будет изучение взаимосвязанных и взаимообусловленных процессов развития пластической деформации на этих масштабных уровнях. Невозможность дальнейшего развития пластических сдигов на микроуровне неизбежно приведет в действие весь иерархический процесс разрушения: появление несплошностей на микро-, мезо- и макроуровнях. Причем макроразрушение (т.е. разрушение макрочастицы, в частности образца) есть некоторый суммарный вероятностный процесс, интегрально отражающий образование несплошностей на мезоскопическом уровне. Когда таких несплошностей накопится достаточно много, а аккомодация за счет пластической деформации структурных элементов затруднена, процесс разрушения становится макроскопическим. Уже макрообъемы материала вынуждены разворачиваться, стремясь восполнить недостающую аккомодацию. Разрушаются перемычки между мезотрещинами и образуется макроповреждение. Эти процессы хорошо

изучены экспериментально. Понятно, что изложенное не исключает иного типа разрушения, когда возникшая вблизи мощного концентратора мезотрещина развивается в магистральную макротрещину. Мезоповреждения, в свою очередь, обусловлены эволюцией дефектной структуры материала на микроуровне, накоплением микроповреждений (микропор).

Таким образом, в предложенном подходе центральное место отведено рассмотрению мезоскопических структурных уровней, т.е. уровней фрагментов структуры. Как уже отмечалось ранее, соответствующая иерархия мезоскопических структурных уровней, согласно принятой терминологии, образует мезоскопический масштабный уровень. Грубая схема такова: блокировка пластических сдвигов на микроуровне приводит к разрушению фрагментов структуры на мезоуровне, а множественное разрушение мезоскопических фрагментов структуры в некоторой локальной, но уже макроскопической, области образца развивается в макротрещину.

3.2. Математическая модель упругопластического течения структурно-неоднородных сред

Для того чтобы при математическом описании процессов деформации внутри представительного мезообъема явно учесть неоднородности внутренней структуры разных масштабов, вводятся в рассмотрение не точки сплошной среды, а конечные объемы, которым приписаны смещения и повороты и размеры которых определяют пространственный маштаб l выделенного структурного уровня. Структурные элементы могут выступать и как элементарные носители пластической деформации. Поворачиваясь и смещаясь как целое, элементы структуры сами претерпевают деформации, в том числе и аккомодационные, необходимые для сохранения средой сплошности. Следовательно, пластическая деформация развивается в общем случае сразу на разных структурных уровнях, которые могут быть вовлечены в процесс деформирования одновременно, либо подключаются поэстафетно.

Деформация структурных элементов каждого масштабного уровня обеспечивается элементарными носителями более мелких масштабов, причем "трансляция на одном уровне обязательно сопровождается поворотом на более высоком, и наоборот" [1]. Очевидно, что для каждого материала может быть установлена соответствующая иерархия структурных уровней и характерные размеры структурных элементов (например, дислокации, дисклинации, ячейки, блоки, зерна). Как уже отмечалось, для полноты описания деформации структурно-неоднородной среды необходимо рассматривать не менее трех масштабных уровней.

М а к р о с к о п и ч е с к и й   у р о в е н ь. На этом уровне тензоры силовых напряжений и деформаций симметричны, моментные напряжения и компоненты тензора изгиба-кручения равны нулю. Макроскопическая частица должна либо содержать достаточно большое

число структурных элементов, позволяющих получить осредненные по элементам структуры макропараметры, либо обладать трансляционной симметрией, что дает возможность выполнить указанную процедуру при минимальном числе структурных элементов.

Мезоскопический уровень — уровень фрагментов структуры. Это как имеющиеся в материале структурные образования (зерна, блоки и т.д.), так и формирующиеся в ходе пластического деформирования фрагменты (ячейки, полосовые структуры, сформированные более мелкие зерна и т.д.), которые имеют выраженные границы и могут смещаться и поворачиваться относительно соседей, т.е. могут выступать при необходимости в качестве элементарных носителей пластической деформации. Подобных мезоскопических уровней может быть несколько, отличающихся масштабами и вложенных, например, один в другой. На мезоуровне вследствие взаимодействия друг с другом фрагментов масштаба l развиваются как силовые, так и моментные напряжения, которые несимметричны, что приводит к несимметричному тензору деформации и появлению в общем случае также несимметричного тензора изгиба-кручения.

Микроскопический уровень. На данном уровне обеспечивается деформация фрагментов структуры, в том числе и аккомодационная, при их смещениях и поворотах. Элементарными носителями пластической деформации при этом выступают различные дефекты структуры: вакансии, дислокации и дисклинации.

В рамках развиваемого подхода пластическая деформация на микроуровне описывается с континуальной точки зрения. Рассматриваются не индивидуальные дефекты структуры, а дислокационно-дисклинационный континуум. Описание поведения индивидуальных дефектов может быть достигнуто другими методами, например методами молекулярной динамики [15].

Конечно, представленная здесь схема достаточна груба и приблизительна Дисклинации следует выделить как отдельный масштабный уровень, тем более что дисклинационные механизмы играют большую роль в деградации материала и последующем разрушении [5—11]. Однако принципиально важные методические аспекты математического описания упругопластического деформирования структурированной среды эта схема отражает.

Полное описание структурно-неоднородной среды будет достигнуто, если удастся решить две принципиальные задачи:

— описать совместную деформацию структурных элементов;

— найти способ осреднения макропараметров для представительной макрочастицы.

Возможен случай, когда такой представительный объем не может быть выделен, поскольку характерные размеры элементов структуры и их взаимное расположение не позволяют провести соответствующее осреднение. Указанные ситуации часто возникают при расчетах деформирования изделий из композиционных материалов. В данном случае необходимо моделировать элемент соответствующей конструкции со всеми особенностями расположения в нем структурных элементов.

При этом вся задача решается на мезоскопическом и более низких уровнях, обеспечивающих деформацию фрагментов.

Итак, для описания деформации на мезоскопическом уровне следует выделить представительный объем масштаба L, содержащий необходимое для дальнейшего осреднения число фрагментов (элементов) структуры масштаба l ($l < L$). Наличие взаимодействий и поворотов на уровне фрагментов структуры приводит к необходимости рассматривать как силовые ($\sigma_{ij} \neq \sigma_{ji}$), так и моментные ($\mu_{ij} \neq \mu_{ji}$) напряжения. Для обеспечения деформации фрагментов следует одновременно вести рассмотрение и более низкого структурного уровня — микроскопического по отношению к фрагментам. В данном подходе это дислокационно-дисклинационный континуум.

Для развития математического описания процесса упругопластического деформирования представительного мезообъема среды с внутренними нескомпенсированными моментами необходимо закон сохранения моментов количества движения учесть в явном виде. При отсутствии поверхностных распределенных пар сил, массовых сил и моментов (при необходимости их легко можно учесть) повороты локальных объемов материала обусловлены прежде всего схемой деформирования в точке. Она может быть такова, что активные системы скольжения не в состоянии обеспечить требуемое формоизменение в условиях стесненной деформации при активном нагружении (например, активна только одна система скольжения). В этом случае неизбежно начнут развиваться повороты части объема материала. Другая причина связана со структурной неоднородностью и с изменением физико-механических характеристик при переходе через границы фрагментов (например, различие ориентации отдельных монокристаллов в поликристаллическом материале и т.д.).

Следуя [16—18], уравнения движения точек среды с внутренними моментами запишутся так:

$$\sigma_{ji,j} = \rho \ddot{u}_i, \quad \varepsilon_{ijk}\sigma_{jk} + \mu_{ji,j} = J_{ij}\ddot{\omega}_j. \tag{3.1}$$

Здесь ε_{ijk} — тензор Леви — Чевиты; J_{ij} — компоненты тензора инерции частицы при вращении [17, 18]; $\bar{\omega} = \{\omega_i\}$ — вектор независимых поворотов частиц среды; $\bar{u} = \{u_i\}$ — вектор их перемещения, запятая означает дифференцирование по координате x^j, а точки вверху — производные по времени.

В упругой среде с поворотами тензор полной деформации несимметричен ($\gamma_{ij} \neq \gamma_{ji}$) и выражается через симметричный тензор деформации e_{ij} и повороты [16, 19, 20]:

$$\gamma_{ji} = u_{i,j} - \varepsilon_{kji}\omega_k = e_{ij} - (\omega_k - \Omega_k)\varepsilon_{kji}, \quad \chi_{ji} = \omega_{i,j}, \tag{3.2}$$

или

$$\dot{\gamma}_{ji} = \dot{u}_{i,j} - \varepsilon_{kji}\dot{\omega}_k = \dot{e}_{ij} - (\dot{\omega}_k - \dot{\Omega}_k)\varepsilon_{kji}, \quad \dot{\chi}_{ji} = \dot{\omega}_{i,j}, \tag{3.3}$$

где χ_{ij} — компоненты тензора изгиба-кручения,

$$e_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i});\ \Omega_k = -\frac{1}{2}u_{\alpha,\beta}\varepsilon_{\alpha\beta k}.$$

Уравнения движения (3.1) следует дополнить уравнениями, выражающими законы сохранения массы и энергии. Закон сохранения энергии запишем в форме баланса энергии [16, 17, 21]

$$\dot{\rho} + \rho\dot{u}_{i,i} = 0, \tag{3.4}$$

$$\rho\dot{E} = \sigma_{ij}\dot{e}_{ij} + \mu_{ij}\dot{\chi}_{ij} + r\rho - q_{i,i}. \tag{3.5}$$

Здесь E — удельная внутренняя энергия единицы массы, r — удельное производство тепла, $q = \{q_i\}$ — вектор притока тепла, в том числе и за счет теплопроводности.

Уравнение баланса энергии позволяет установить смысл введенных параметров γ_{ji} и χ_{ji} или их скоростей $\dot{\gamma}_{ji}$ и $\dot{\chi}_{ji}$, которые определяют теорию деформации при данном подходе. Если эти параметры понимать как обобщенные "координаты", а силовые (σ_{ji}) и моментные (μ_{ji}) напряжения — как обобщенные силы, то соответствующие произведения в уравнении баланса энергии (3.5) $\sigma_{ji}\dot{\gamma}_{ji}$ и $\mu_{ji}\dot{\chi}_{ji}$ имеют смысл приращения работ [16, 20]. Вводя функцию свободной энергии $F = E - ST$, где S — удельная энтропия, а T — температура, имеем [16, 20]

$$\dot{F} = \sigma_{ji}\dot{\gamma}_{ji} + \mu_{ji}\dot{\chi}_{ji} - \dot{T}S,$$

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial F}{\partial\gamma_{ij}},\ \mu_{ij} = \frac{\partial F}{\partial\chi_{ij}},\ S = -\frac{\partial F}{\partial T}.$$

Заметим, что уравнения (3.1), (3.4), (3.5) вместе с обобщенными деформациями γ_{ji} и изгибами-кручениями χ_{ji} справедливы для описания любых непрерывных движений и деформаций любых сред с независимыми внутренними поворотами ω_i. Мы просто для удобства изложения воспользовались уравнениями несимметричной упругости, где они первоначально были получены.

Так как изменения силовых и моментных напряжений зависят только от изменений упругих деформаций γ^e_{ij} и упругих изгибов-кручений χ^e_{ij}, воспользуемся определяющими уравнениями несимметричной упругости анизотропной среды [20]

$$\sigma_{ij} = 2A_{ijkl}\gamma^e_{kl} + B_{ijkl}\chi^e_{kl},$$

$$\mu_{ij} = 2D_{ijkl}\chi^e_{kl} + B_{ijkl}\gamma^e_{kl}.$$

Для изотропной среды эти уравнения упростятся [16, 20]:

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= (\lambda\gamma^e_{kk} + \varphi\chi^e_{kk})\delta_{ij} + (\mu + \alpha)\gamma^e_{ij} + (\mu - \alpha)\gamma^e_{ji} + \psi\chi^e_{ij} + \zeta\chi^e_{ji};\\ \mu_{ij} &= (\beta\chi^e_{kk} + \varphi\gamma^e_{kk})\delta_{ij} + (\nu + \varepsilon)\chi^e_{ij} + (\nu - \varepsilon)\chi^e_{ji} + \psi\gamma^e_{ij} + \zeta\gamma^e_{ji}.\end{aligned} \tag{3.6}$$

Здесь λ и μ — коэффициенты Ламе; α, β, ν, ε, φ, ψ, ζ — новые упругие модули, причем φ, ψ, ζ — псевдоскаляры — отличаются знаком для право- и левовращающихся механических систем и равны нулю для изотропной среды, обладающей центром симметрии [20], поэтому в дальнейших рассуждениях члены, стоящие при указанных коэффициентах, опустим.

Чтобы описать процесс упругопластической деформации, необходимо уравнения (3.6) представить в дифференциальной форме. Это позволит распространить подход на случай конечных деформаций и воспользоваться линейными определяющими уравнениями, которые необходимо взять в релаксационной форме.

Пусть полные тензоры скоростей деформации $\dot{\gamma}_{ij}^T$ и изгибов-кручений $\dot{\chi}_{ij}^T$ есть суммы их упругих и пластических составляющих:

$$\dot{\gamma}_{ij}^T = \dot{\gamma}_{ij}^e + \dot{\gamma}_{ij}^p, \quad \dot{\chi}_{ij}^T = \dot{\chi}_{ij}^e + \dot{\chi}_{ij}^p. \tag{3.7}$$

Теперь полные значения $\dot{\gamma}_{ij}^T$ и $\dot{\chi}_{ij}^T$ вычисляются по формулам (3.3), а их пластические составляющие следует задать любым удобным способом, вытекающим из рассмотрения процесса пластической деформации, которая развивается на более низком структурном уровне — микроскопическом по отношению к изучаемым фрагментам.

С учетом (3.7) и сделанных замечаний определяющие уравнения (3.6) могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{ij} &= \lambda(\dot{\gamma}_{kk}^T - \dot{\gamma}_{kk}^p)\delta_{ij} + (\mu + \alpha)(\dot{\gamma}_{ij}^T - \dot{\gamma}_{ij}^p) + (\mu - \alpha)(\dot{\gamma}_{ji}^T - \dot{\gamma}_{ji}^p), \\ \dot{\mu}_{ij} &= \beta(\dot{\chi}_{kk}^T - \dot{\chi}_{kk}^p)\delta_{ij} + (\nu + \varepsilon)(\dot{\chi}_{ij}^T - \dot{\chi}_{ij}^p) + (\nu - \varepsilon)(\dot{\chi}_{ji}^T - \dot{\chi}_{ji}^p). \end{aligned} \tag{3.8}$$

Таким образом, пластическая деформация рассматривается как *релаксационный процесс*: в релаксационных определяющих уравнениях (3.8) приращения силовых и моментных напряжений пропорциональны приращениям полных деформаций и изгибов-кручений и релаксируют по мере развития пластических составляющих деформаций и изгибов-кручений, которые могут быть определены заданием соответствующих кинетик для $\dot{\gamma}_{ij}^p$ и $\dot{\chi}_{ij}^p$.

Итак, для замыкания системы уравнений (3.1), (3.4), (3.5) вместе с дополнительными уравнениями (3.3) и определяющими уравнениями (3.8) в релаксационной форме необходимо в (3.8) задать скорости пластических деформаций и пластических изгибов-кручений, которые, в частности, можно найти через эволюционирующий в ходе пластической деформации дислокационно-дисклинационный континуум. Для этого необходимо ввести тензоры плотностей дислокаций α_{ij} и дисклинаций θ_{ij}, например, как это сделано в [10, 11]:

$$\alpha_{ij} = \varepsilon_{imn}\gamma_{nj,m}^p + \delta_{ij}\chi_{nn}^p - \chi_{ji}^p; \quad \theta_{ij} = \varepsilon_{imn}\chi_{nj,m}^p, \tag{3.9}$$

$$\alpha_{ij,i} = \varepsilon_{jmn}\theta_{mn}, \quad \theta_{ij,i} = 0. \tag{3.10}$$

Условие (3.10) означает наличие дисклинационных стоков (источников) дислокаций [10], т.е. дисклинации не оканчиваются внутри

фрагмента, их плотность — асимметричный тензор [11], а дислокации могут оканчиваться на дисклинациях. Определяющие уравнения (3.8)—(3.10) принято называть определяющими уравнениями первой группы [21]. В соответствии с формой определяющих уравнений (3.8), которые записаны в скоростях, плотности дислокаций α_{ij} и дисклинаций θ_{ij} необходимо связать со скоростями пластических деформаций $\dot{\gamma}^T_{ij}$ и изгибов-кручений $\dot{\chi}^T_{ij}$, т.е. построить кинетики для скоростей пластических сдвигов и изгибов-кручений $\dot{\gamma}^p_{ij}$ и $\dot{\chi}^p_{ij}$:

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}^p_{ij} &= f_{ij}(\alpha_{mn}, \theta_{mn}, \gamma^p_{mn}, \chi^p_{mn}, \sigma_{mn}, \mu_{mn}, T, \ldots), \\ \dot{\chi}^p_{ij} &= \varphi_{ij}(\alpha_{mn}, \theta_{mn}, \gamma^p_{mn}, \chi^p_{mn}, \sigma_{mn}, \mu_{mn}, T, \ldots). \end{aligned} \tag{3.11}$$

Это сложная проблема, требующая специального рассмотрения. Она выходит за рамки настоящей статьи. В частности, ей посвящены работы [10—12, 22—25]. В данной постановке названная задача обсуждена более подробно в [3].

Если феноменологически, например заданием дислокационно-дисклинационного, эволюционирующего в ходе деформации континуума, определены пластические составляющие скоростей деформаций $\dot{\gamma}^T_{ij}$ и изгибов-кручений $\dot{\chi}^T_{ij}$, то для замыкания системы уравнений необходимо задать определяющие уравнения второй группы, т.е. построить эволюционные уравнения, задающие изменения плотностей дефектов $\dot{\alpha}^p_{ij}$ и $\dot{\theta}^p_{ij}$ в ходе пластической деформации. Вопрос о построении соответствующих кинетик для скоростей

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_{ij} &= \psi_{ij}(\alpha_{mn}, \theta_{mn}, \gamma^p_{mn}, \chi^p_{mn}, \sigma_{mn}, \mu_{mn}, \ldots), \\ \theta_{ij} &= \chi_{ij}(\alpha_{mn}, \theta_{mn}, \gamma^p_{mn}, \chi^p_{mn}, \sigma_{mn}, \mu_{mn}, \ldots) \end{aligned} \tag{3.12}$$

также должен быть рассмотрен отдельно. Отметим только, что в некоторых частных случаях удается записать простые кинетические уравнения (как правило, основанные на экспериментальных данных) и решать задачу о макроскопической деформации с дислокационной кинетикой пластических сдвигов. Особенно большое распространение этот подход получил при трактовке результатов деформирования металлов ударными волнами. В частности, эти вопросы обсуждались в работах [26—29].

Таким образом, полная система взаимосвязанных уравнений теории пластичности для структурно-неоднородной среды содержит:

— динамические уравнения (3.1), выражающие законы сохранения количества движения и моментов количества движения для структурированной среды с независимыми поворотами;

— группу дополнительных уравнений, определяющих скорости деформации среды сс структурой, которые учитывают повороты и изгибы-кручения (3.3);

— уравнение, выражающее закон сохранения массы (3.4);

— уравнение баланса полной энергии (3.5), которое в представленном случае записано для единицы объема представительного мезообъема;

— определяющие уравнения первой группы (3.8)—(3.11);

— определяющие уравнения второй группы или эволюционные уравнения, описывающие изменения параметров внутренней микроструктуры. В частности, это могут быть уравнения типа (3.12), которые должны задать эволюцию дислокационно-дисклинационного континуума.

В общем случае для установленной иерархии структурных уровней деформации эволюционные уравнения должны быть записаны для каждого мезоскопического уровня. Необходимо также предусмотреть возможность возникновения новых мезоскопических уровней, например ячеистой структуры внутри зерна (этот процесс учтен в [29]), или процессов фрагментации иного характера: возникновение полосовых структур, более мелких зерен и т.д. [30].

Деформация макрочастицы размером L, содержащей достаточное для проведения осреднения число фрагментов мезоструктуры, получается автоматически из решения задачи на мезоуровне. Решение же задачи для многих макрочастиц на уровне образца, т.е. на макроуровне, возможно только после выполнения осреднения параметров по макрообъему для совокупности таких макрочастиц — представительных мезообъемов, образующих макрообъем. Один из способов осреднения обсужден в разд. 3.5.

3.3. Система уравнений для описания плоского двумерного течения среды

Уравнения для плоского течения среды на мезоуровне следуют из системы (3.1)—(3.11). Так как в этом случае

$$\bar{u} = \{u_1, u_2, 0\}, \bar{\omega} = \{0, 0, \omega_3\},$$

деформированное состояние определится как

$$\dot{\gamma}_{11} = \dot{u}_{1,1}, \dot{\gamma}_{22} = \dot{u}_{2,2}, \dot{\gamma}_{12} = \dot{u}_{2,1} - \dot{\omega}_3, \dot{\gamma}_{21} = \dot{u}_{1,2} + \dot{\omega}_3,$$

$$\dot{\chi}_{13} = \dot{\omega}_{3,1}, \ \dot{\chi}_{23} = \dot{\omega}_{3,2}, \ \dot{\Omega}_3 = -\dot{\Omega}_{12} = \dot{\Omega}_{21} = \frac{1}{2}(\dot{u}_{2,1} - \dot{u}_{1,2}).$$

Закон сохранения массы запишется так:

$$\dot{\rho} + \rho\dot{u}_{i,i} = 0 \ (i = 1, 2), \tag{3.13}$$

а уравнения движения:

$$\sigma_{11,1} + \sigma_{21,2} = \rho\ddot{u}_1 ; \quad \sigma_{12,1} + \sigma_{22,2} = \rho\ddot{u}_2 ;$$

$$\sigma_{12} - \sigma_{21} + \mu_{13,1} + \mu_{23,2} = J\ddot{\omega}_3. \tag{3.14}$$

Определяющие уравнения примут вид

$$\begin{aligned}
\dot{\sigma}_{11} &= \lambda(\dot{\gamma}^T_{kk} - \dot{\gamma}^p_{kk}) + 2\mu(\dot{\gamma}^T_{11} - \dot{\gamma}^p_{11}),\\
\dot{\sigma}_{22} &= \lambda(\dot{\gamma}^T_{kk} - \dot{\gamma}^p_{kk}) + 2\mu(\dot{\gamma}^T_{22} - \dot{\gamma}^p_{22}),\\
\dot{\sigma}_{12} &= (\mu + \alpha)(\dot{\gamma}^T_{12} - \dot{\gamma}^p_{12}) + (\mu - \alpha)(\dot{\gamma}^T_{21} - \dot{\gamma}^p_{21}),\\
\dot{\sigma}_{21} &= (\mu + \alpha)(\dot{\gamma}^T_{21} - \dot{\gamma}^p_{21}) + (\mu - \alpha)(\dot{\gamma}^T_{12} - \dot{\gamma}^p_{12}),\\
\dot{\mu}_{13} &= (\upsilon + \varepsilon)(\dot{\chi}^T_{13} - \dot{\chi}^p_{13}),\\
\dot{\mu}_{23} &= (\upsilon + \varepsilon)(\dot{\chi}^T_{23} - \dot{\chi}^p_{23}),\\
\dot{\mu}_{31} &= (\upsilon - \varepsilon)(\dot{\chi}^T_{13} - \dot{\chi}^p_{13}),\\
\dot{\mu}_{32} &= (\upsilon - \varepsilon)(\dot{\chi}^T_{23} - \dot{\chi}^p_{23}),
\end{aligned} \tag{3.15}$$

здесь $\dot{\gamma}^T_{kk} = \dot{\gamma}^e_{kk} = \dot{\gamma}^e_{11} + \dot{\gamma}^e_{22}$, $\dot{\gamma}^p_{kk} = 0$ согласно постулату о пластической несжимаемости.

Закон баланса энергии запишем без учета процессов теплопроводности и внутреннего производства тепла:

$$\rho\dot{E} = \sigma_{ij}\dot{\gamma}_{ij} + \mu_{ij}\dot{\chi}_{ij} \; (i,\, j = 1,\, 20). \tag{3.16}$$

3.4. Модельные расчеты деформации и стадии предразрушения поликристаллических образцов

Для иллюстрации возможностей изложенного подхода была решена модельная задача деформации поликристаллических образцов, содержащих небольшое число зерен.

Система уравнений (3.13)—(3.16) решалась численно методом конечных элементов [31, 32], обобщенным на рассматриваемый случай. Пластическое поведение среды описывалось путем приведения напряженного состояния к кругу текучести [33]. Так как $\sigma_{12} \neq \sigma_{21}$, при составлении второго инварианта напряженного состояния соответствующий член брался в виде $1/2(\sigma_{12} + \sigma_{21})$.

Использование релаксационной формы определяющих уравнений (3.15) при решении двумерных задач с учетом взаимодействия структурных элементов возможно технически, но требует применения очень мелких сеток из-за малости реальных времен релаксации. В работе [34] этот вопрос обсужден более подробно. При имитации поведения поликристалла с хаотично расположенными зернами в расчетах брались параметры, близкие к прочностным характеристикам алюминия D—16. Образец, исходная конфигурация которого показана на рис. 3.2, *а*, растягивался с некоторой постоянной скоростью (достаточно большой по соображениям экономии машинного времени). Мезоскопическая

структура образца на рис. 3.2, *а* в точности воспроизводит структуру одного из образцов с крупными зернами, специально изготовленными для экспериментального изучения механизмов пластической деформации [35, 36]. Так как первоочередной целью являлась отработка методики подобных расчетов, для простоты считалось, что сопротивление пластическому сдвигу монокристаллических зерен можно характеризовать скалярной величиной: условным пределом текучести, разным для разных зерен. Сдвиговая прочность приграничной области зерна (отмечена на рис. 3.2 маркерами) бралась отличной от сдвиговой прочности самого зерна. Был рассмотрен случай с ослабленными приграничными областями.

В определяющих уравнениях (3.15) необходимо задать упругие модули α, ν, ε. При проведении численных экспериментов эти параметры варьировались. Значение α в приведенных на рис. 3.2—3.5 результатах составляло не более 10 % от модуля сдвига μ. Порядок величин $(\nu + \varepsilon)$ оценивался из соображений, что моментное напряжение $\mu \cong \tau l$, где l — размер фрагмента, а повороты самих фрагментов, по экспериментальным данным, составляют несколько градусов и не превышают обычно 10—20° [7, 37].

Источниками возникновения моментов и изгибов-кручений являются неоднородности структуры. Поэтому применен сквозной метод расчетов, согласно которому во всех элементах расчетной сетки предусмотрен расчет поворотов, изгибов-кручений и моментных напряжений, т.е. решается полная система уравнений (3.13)—(3.16). Такой сквозной счет позволяет учесть возможную фрагментацию внутри зерна и описать стадию предразрушения.

На рис. 3.2, *б* показана ситуация, сложившаяся в образце при его общей деформации растяжения, равной 3 %. Качественная картина совпадает с соответствующими экспериментальными данными [35, 36, 38, 39]. Так же как и в экспериментах [35, 36], пластические сдвиги и повороты

$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x}\right) \quad \text{и} \quad \omega_z = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial U_x}{\partial y} - \frac{\partial U_y}{\partial x}\right)$$

развиваются в противофазах (см. рис. 3.2, *в*, *г*).

Неоднородность распределения деформаций и напряжений порождает сложное поле распределения скоростей (рис. 3.3). Деформация образца носит ярко выраженный вихревой характер. В области *I* (см. рис. 3.3, *б*) намечается разрушение, так как векторы скоростей частиц расходятся. Поскольку критерий разрушения не задан, наметившаяся трещина залечивается (см. рис. 3.3, *в*). В области *II* образовался вихрь, который приводит к мощному сдвигу (см. рис. 3.3, *в*) и разворотам частиц среды. В дальнейшем здесь должно произойти разрушение из-за нарастающих сдвигов. Эти расчеты моделируют предразрушение структурно-неоднородного материала с развитыми поворотными составляющими пластического течения.

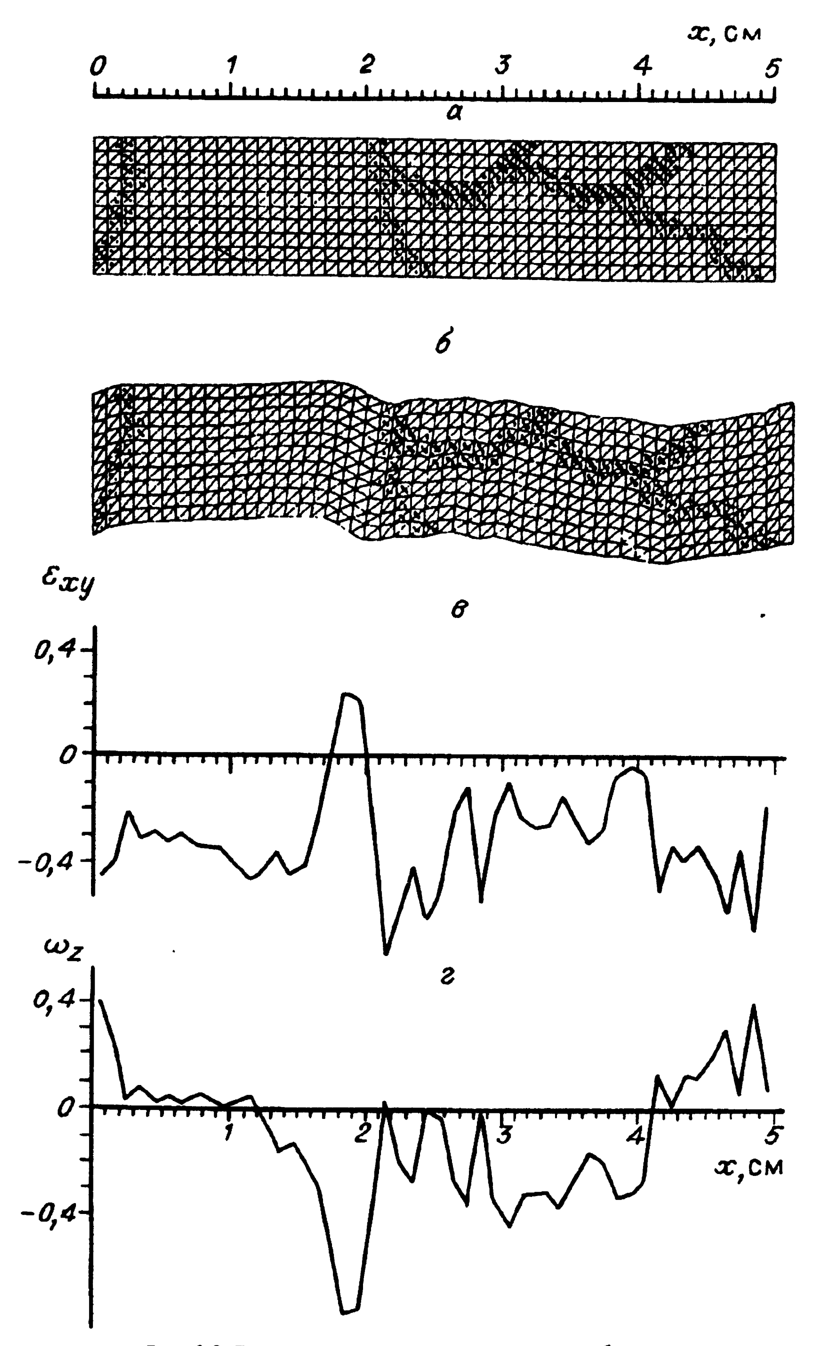


Рис. 3.2. Растяжение поликристаллического образца.

начальное состояние; *б* — общая деформация растяжения 3 %; *в, г* — распределение деформаций и поворотов по оси образца соответственно.

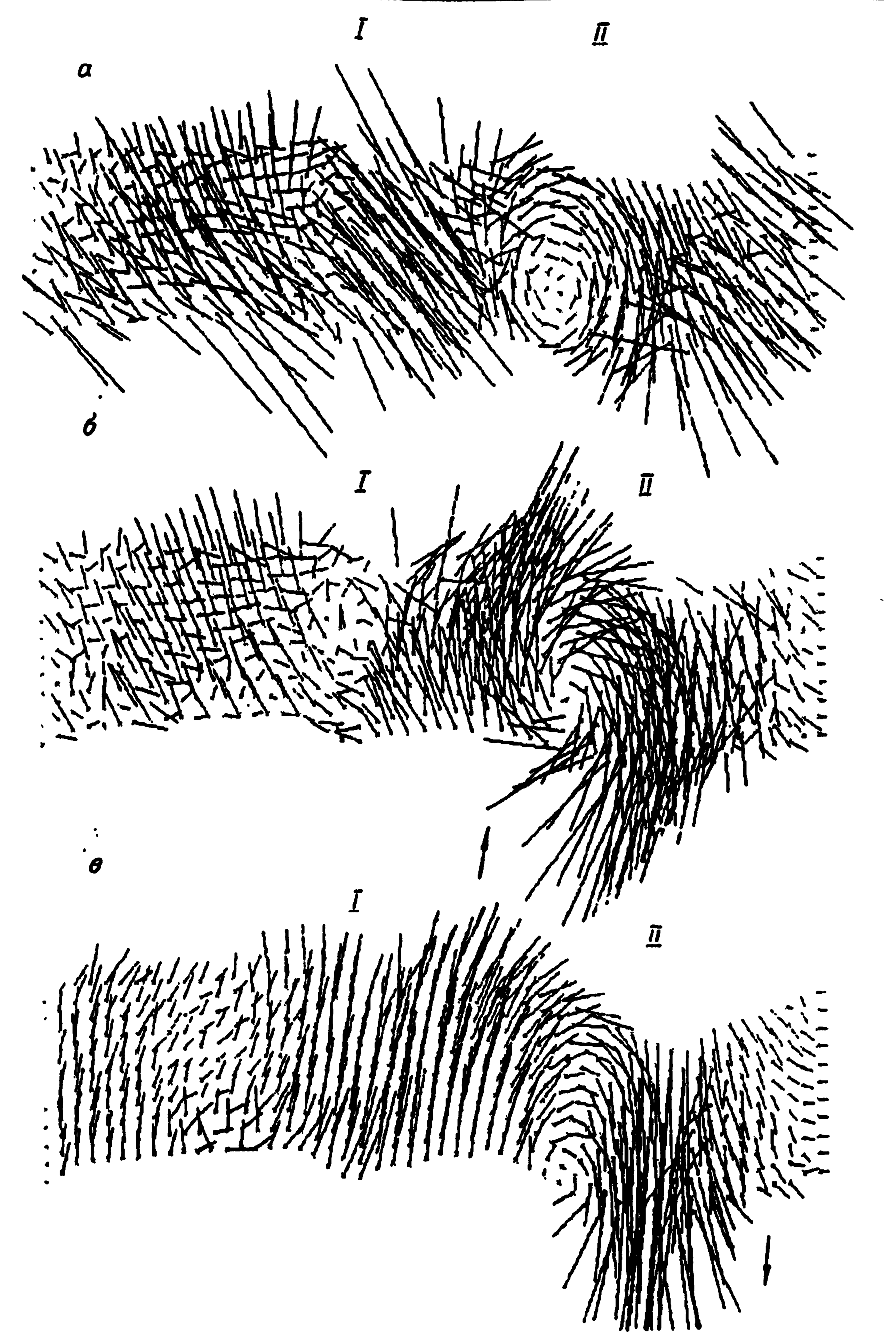


Рис. 3.3. Эволюция поля скоростей в поликристалле с крупными зернами при его растяжении.

Общая деформация растяжения, %: *а* – 3, *б* – 3,1, *в* – 3,2; *I* – область образца с наметившейся (*б*) и залечившейся (*в*) трещинами; *II* – область эволюции вихря.

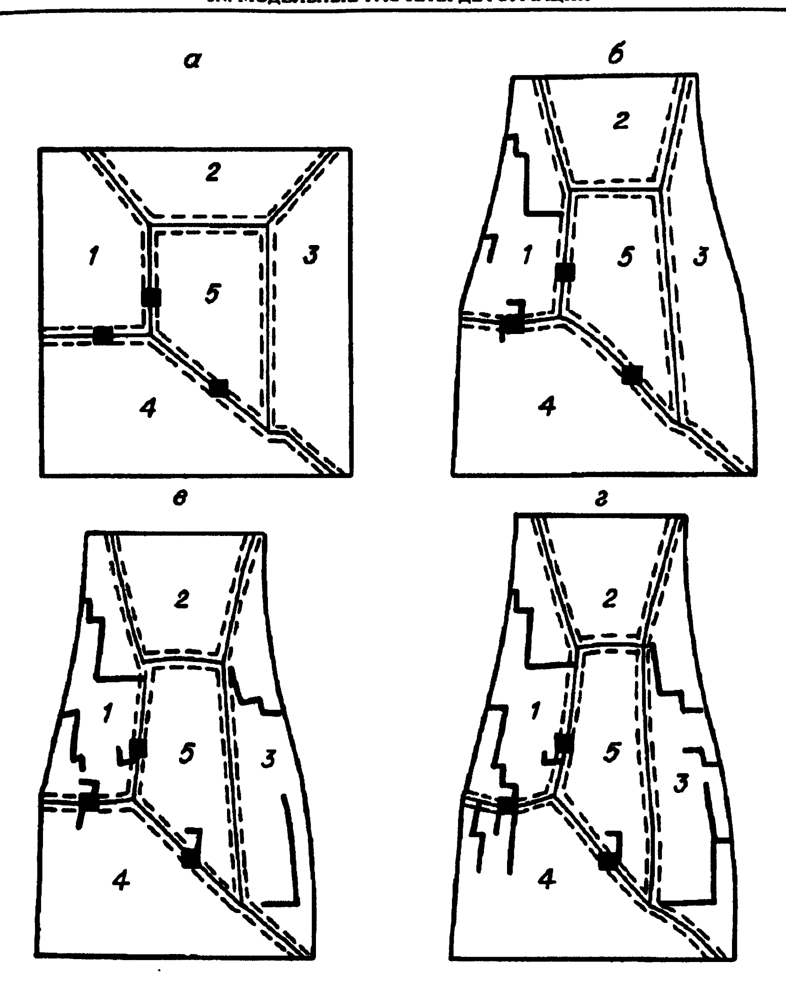


Рис. 3.4. Развитие полос локализованного сдвига в структурно-неоднородном образце с включениями на границах зерен при его растяжении в различные моменты времени.

В других расчетах осуществлялось растяжение поликристаллического образца [26], состоящего из пяти фрагментов с одинаковой исходной конфигурацией. Варьировалась неоднородность внутренней структуры: распределение жестких включений на границах фрагментов, сдвиговая прочность фрагментов и их приграничных областей (приграничные области выделены штриховыми линиями на рис. 3.4, 3.5). Хотя макрообъем образца нельзя считать представительным, макроскопические картины его деформации для различных случаев задания физико-механических характеристик мезоструктуры качественно остаются похожими, а картины распределения напряжений и развивающихся сдвигов внутри фрагментов и наметившееся разрушение существенно различны.

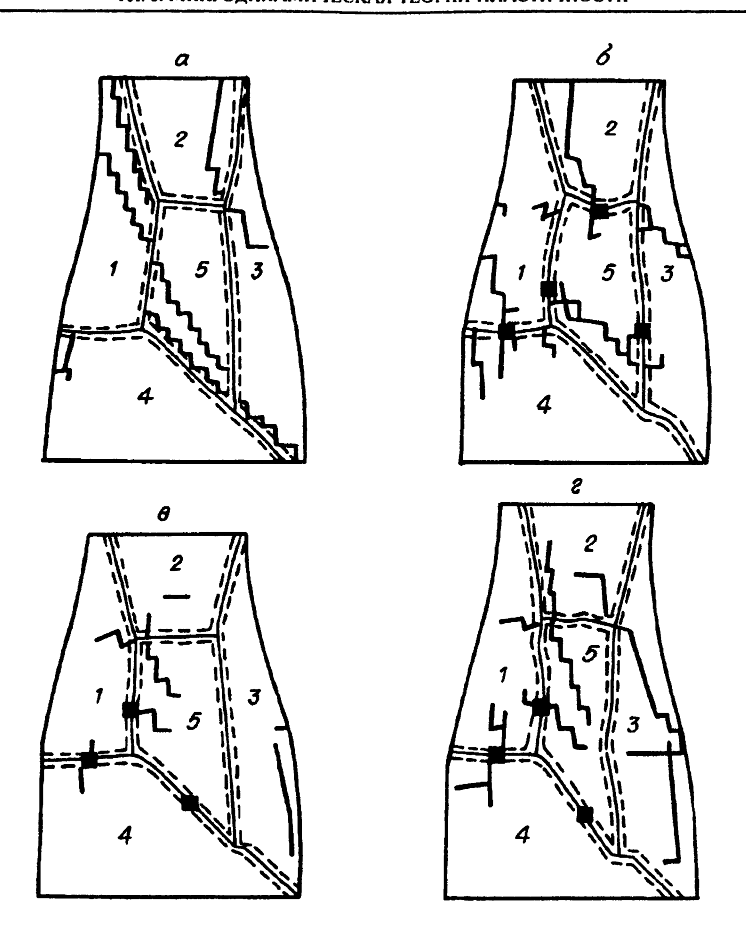


Рис. 3.5. Развитие полос локализованного сдвига в образцах одной и той же исходной конфигурации (см. рис. 3.4, *а*), но с различным характером распределения неоднородностей (пояснения см. в тексте).

Области этих сдвигов образуют полосы сдвига, которые обозначены жирными линиями на рис. 3.4, 3.5. Они определялись в расчетах там, где градиенты работы пластической деформации были максимальны для каждого зерна в отдельности (так как сдвиговая прочность различных зерен различна). В полосах сдвига работа пластических деформаций существенно (иногда в несколько раз) превышает работу в соседних областях. Эти области можно рассматривать как новые границы при выработке соответствующих критериев и тем самым формировать более мелкие фрагменты. Введение в расчет функции накопления повреждений [40] позволяет реализовать еще один механизм образования фрагментов с микроповреждениями по их границам.

Введение критерия по предельной пластической деформации, например, позволяет рассматривать полосы локализованной деформации

(см. рис. 3.4, 3.5) как развивающиеся трещины. Их динамика и расположение соответствуют физической картине разрушения: трещины распространяются от включений и стыков зерен, т.е. от концентраторов напряжений. Однако эти концентраторы срабатывают по-разному, в зависимости от распределения внутренних неоднородностей структуры.

Развитие пластического течения и повреждений фрагментов для последовательных относительных времен показано на рис. 3.4.

Случай, представленный на рис. 3.5, *а*, отличается от всех остальных сильно ослабленными границами раздела зерен и отсутствием включений. Полоса интенсивного сдвига (или трещина) прошла через весь образец приблизительно под углом 45° к его оси. В варианте, показанном на рис. 3.5, *б*, трещины порождены в основном включениями (приграничные области ослаблены), в то время как в другом случае (см. рис. 3.5, *в, г*) сработали тройные стыки зерен. Здесь приграничные области упрочнены по сравнению с фрагментами (зернами 1—5). В гл. 14 настоящей монографии рассмотрен вариант теории, учитывающий схему деформирования в точке мезофрагмента (базовое скольжение по одной системе и аккомодационное по сопряженной). В этом случае повороты отдельных областей кристаллов вызваны ограниченностью формоизменения в точке (активны только две системы скольжения), в то время как в обсужденных только что примерах повороты отдельных частей мезообъема порождены неоднородностями физико-механических характеристик объема, т.е. структурными неоднородностями.

3.5. Многоуровневая релаксационная феноменологическая модель

Как уже отмечалось ранее, образцы содержат слишком мало фрагментов, чтобы их можно было рассматривать как представительную макрочастицу. Во всех расчетах образцы при деформации стремятся уйти с оси, так как их суммарный поворот отличен от нуля. Определять осредненные параметры в этих макрообъемах не имеет смысла.

Проблема осреднения параметров для макрочастицы требует специального изучения. Обратимся к одному из возможных подходов: к учету вкладов в макроскопическую деформацию с мезо- и микроуровней на примере деформирования материала плоской ударной волной [29, 30]. Такой вклад должен быть учтен двояко: 1) как аддитивные составляющие скоростей пластических сдвигов, вносимые элементарными носителями пластической деформации разных масштабов с учетом аккомодационной деформации; 2) через описание деформационного упрочнения с учетом его анизотропии, когда каждый структурный уровень вносит свой специфический вклад в упрочнение. Это весьма сложные проблемы. Рассмотрим простейший вариант.

В модель вводятся две функции времен релаксации t_{p1} и t_{p2} (или больше в зависимости от числа уровней), которые связаны с разными

4 Заказ № 263

физическими механизмами, в данном случае с развитием пластических деформаций, обусловленных элементарными носителями различных масштабов. Тогда $\dot{\gamma}^p = \dot{\gamma}^p_{tr} + \dot{\gamma}^p_{rot}$, где $\dot{\gamma}^p_{tr}$ — трансляционная составляющая скорости пластических сдвигов, а $\dot{\gamma}^p_{rot}$ зависит от перемещений и поворотов фрагментов структуры. Имеется в виду, что $\dot{\gamma}^p_{tr}$ обусловлена в основном базовым и аккомодационным скольжением на ранних стадиях пластического течения, в то время как $\dot{\gamma}^p_{rot}$ вызвана коллективными эффектами и отражает более поздние стадии пластического течения, для которого характерны повороты фрагментов мезоструктуры. Зададим $\dot{\gamma}^p_{tr}$ как функцию времени релаксации t_{p1} [30]

$$\dot{\gamma}^p_{tr} = \frac{\tau - \tau_0}{2\mu t_{p1}}. \tag{3.17}$$

По аналогии с (3.17) свяжем $\dot{\gamma}^p_{rot}$ со скоростью релаксации моментных напряжений, развивающихся на мезоуровне:

$$\dot{\chi}^p = \frac{M - M_0}{2\gamma t_{p2}}. \tag{3.18}$$

В рассмотрение вводится главный момент $M = \gamma\chi$, главный вектор поворотов ω и среднее по фрагментам значение изгиба-кручения $\chi = \partial\omega/\partial x$. Согласно (3.6) и с учетом (3.18) имеем

$$\dot{M} = \gamma(\dot{\chi}^T - \dot{\chi}^p) = \gamma\left(\dot{\chi}^T - \frac{M - M_0}{2\gamma t_{p2}}\right). \tag{3.19}$$

Количество сдвига, внесенное всеми фрагментами в макроскопическую деформацию, будет пропорционально их количеству N в единице объема и характерному размеру фрагмента l, поэтому вклад $\dot{\gamma}^p_{rot}$ на макроуровне определится выражением

$$\dot{\gamma}^p_{rot} = \frac{M - M_0}{2\gamma t_{p2}} lN \tag{3.20}$$

(в данном случае термин "макроскопическая деформация" следует понимать в том смысле, что рассмотрение ведется на уровне, который является макроскопическим по отношению к уровню элементарных носителей—дефектов структуры (дислокаций), которые в этом случае образуют микроуровень).

Полная скорость макроскопической пластической деформации будет равна:

$$\dot{\gamma}^p = \frac{\tau - \tau_0}{2\mu t_{p1}} + \frac{M - M_0}{2\gamma t_{p2}} lN, \tag{3.21}$$

а скорость релаксации сдвиговых напряжений τ в макрочастице будет обусловлена двумя механизмами, связанными с развитием пластической деформации на разных структурных уровнях. Соответствующее релаксационное определяющее уравнение для одномерной деформации [29, 34] обобщим в виде

$$\dot{\tau} = \mu(\dot{\varepsilon}_1 - 2\dot{\gamma}^p) = \mu\left(\dot{\varepsilon}_1 - \frac{\tau - \tau_0}{\mu t_{p1}} - \frac{M - M_0}{\gamma t_{p2}}\right). \qquad (3.22)$$

Первому слагаемому в (3.22) можно дать дислокационную трактовку, положив

$$\dot{\gamma}^p_{tr} = \frac{\tau - \tau_0}{2\mu t_{p1}} = bN'fv, \qquad (3.23)$$

где b — модуль вектора Бюргерса; $N'f$ — число подвижных дислокаций; f — доля подвижных дислокаций от их общего количества N'; v — их средняя скорость. Подобная трактовка позволила определить функцию времени релаксации t_{p1} [34] для ряда материалов при невысоких степенях деформации, когда можно считать, что вся пластическая деформация обеспечивается дислокационными механизмами.

В $\dot{\gamma}^p_{rot}$ можно вкладывать разный смысл. В расчетах [29, 30] эволюции волновых фронтов этот механизм обеспечивает медленную релаксацию сдвиговых напряжений при достижении ударной волной максимальной амплитуды и связан с эволюцией дефектной структуры в данной области: с коллективными процессами, ансамблями дефектов, возможно, с процессами образования ячеистой структуры и т.д., т.е. с элементарными носителями пластической деформации бо́льших размеров, чем дислокации. В таком случае удобно чисто феноменологическое представление модели. Считая, что $M \cong \tau l$, можно записать

$$\dot{\gamma}^p_{rot} = \frac{M - M_0}{2\gamma t_{p2}} lN = \frac{\tau - \tau'_0}{2\mu} \cdot \frac{l^2 N\mu}{\gamma t_{p2}} = \frac{\tau - \tau'_0}{2\mu t'_{p2}}, \qquad (3.24)$$

где $t'_{p2} = (\gamma / l^2 N\mu) \cdot t_{p2}$, а τ'_0 имеет смысл напряжения, до которого будут релаксировать сдвиговые макронапряжения τ по второму релаксационному механизму. Таким образом, в модель вводятся несколько времен релаксаций t_{pi}, связанных с различными микроскопическими механизмами пластического течения.

Предложенный способ учета вкладов в пластический сдвиг, вносимый элементарными носителями пластической деформации разных масштабов l, дает возможность описать пластическую деформацию как релаксационный процесс. Он прост в реализации и легко может быть связан с реальными физическими процессами, развивающимися на разных структурных уровнях через задание функций соответствующих времен релаксации.

* * *

Развит подход, который позволяет рассматривать процессы деформации сложных структурно-неоднородных систем с учетом основных особенностей внутренней организации материала, а разрушение как заключительную стадию эволюции внутренней структуры материала. В основу этого подхода положены идеи структурных уровней деформации и элементарных носителей пластических сдвигов.

Структурно-неоднородная среда рассматривается как иерархическая организационная система структурных элементов разных масштабов, которые образуют три масштабных уровня: микро, мезо и макро. Ключевое место в методологии занимает описание мезоскопического масштабного уровня, на котором явно учитываются элементы мезоструктуры с характерными размерами l. Поэтому на мезоуровне фактически в описание вводятся не точки сплошной среды, а частицы конечных размеров, что приводит к возникновению изгибов-кручений и моментных напряжений при рассмотрении деформаций внутри представительного мезообъема.

Элементарными носителями пластической деформации являются дефекты структуры (вакансии, дислокации, дисклинации и т.д.), для которых должно быть развито соответствующее континуальное описание. Вклад в пластическую деформацию могут давать и более крупные, чем дислокации, объекты, образованные, например, коллективными процессами и кооперативными движениями дефектов и описанные как "обобщенный" дефект. Для таких "дефектов" также должна быть построена соответствующая кинетика, учитывающая их вклад в скорости пластических составляющих $\dot{\gamma}^p_{ij}$ и $\dot{\chi}^p_{ij}$.

Для адекватного описания пластической деформации, особенно на ее развитых стадиях, необходимо вводить в описание как минимум три масштабных уровня: микроуровень дефектов структуры; мезоуровень фрагментов структуры разных масштабов; макроуровень, на котором рассматриваются осредненные параметры, полученные для структурно-неоднородных макрочастиц. На этом уровне макрочастица может быть представлена как точка, а вся задача решена известными методами механики сплошной среды. Однако при проведении осреднения необходимо учесть вклад в макротечение с микро- и мезоуровней, причем в общем случае индивидуально для каждой макрочастицы в соответствии с особенностями ее деформации.

Предразрушение материала описано как этап локализованной пластической деформации с интенсивным накоплением повреждений. На этих стадиях пластического течения развиты поворотные моды пластической деформации. Возможно появление вихрей разных масштабов, способствующих раскрытию трещин на соответствующих структурных уровнях.

Приведены результаты модельных расчетов пластической деформации, в том числе на стадиях предразрушения, для образцов, моделирующих поликристаллы с твердыми включениями на границах

зерен. Течение в таких структурно-неоднородных средах в некоторых случаях носит ярко выраженный вихревой характер.

Автор выражает благодарность В.Е. Панину за внимание к работе и ценные дискуссии, А.П. Николаеву, одному из соавторов разработанных расчетных комплексов, а также И.Ю. Смолину и О.А. Атаманову, принимавшим участие в проведении расчетов.

Глава 4

КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНОЕ ОПИСАНИЕ ДЕФОРМАЦИИ СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

4.1. Общие представления

Учение о прочности и пластичности твердых тел можно разделить на два основных направления: к первому следует отнести классическую механику деформируемого твердого тела с симметричным тензором напряжений, второе связано с физикой твердого тела, где изучаются различного рода дефекты. Эти направления независимы. В последнее время интенсивно развивается микромеханика деформируемого твердого тела, учитывающая реальную структуру материала или, по терминологии данной книги, мезоструктуру веществ. В этой главе предполагается показать эквивалентность теорий микромеханики и дефектов в описании деформации структурно-неоднородных сред и обосновать возможность использования калибровочных теорий поля в качестве единого подхода микромеханики.

В классической механике принято, что материальные тела обладают локальными плотностями, не зависящими от выбранного объема усреднения

$$\rho = \lim_{\Delta V \to 0} \frac{\Delta m}{\Delta V},$$

где Δm — общая масса в объеме ΔV. При этом законы движения и исходные аксиомы справедливы для сколь угодно малой части тела. В микромеханике в каждую материальную точку (макроконтинуум) вложен некоторый объем. Когда объем усреднения становится сравнимым с вложенным объемом, будет наблюдаться слабая зависимость ρ от объема усреднения. Для структурно-неоднородного материала существует некоторый критический объем ΔV^*, ниже которого имеет место слабая зависимость ρ от ΔV. При объеме усреднения, соизмеримом с атомарным (ΔV^{**}), наблюдается сильная зависимость ρ от ΔV. Область усреднения от ΔV^* до ΔV^{**} есть мезоуровень, а ниже — микроуровень. В данной работе рассматриваются два уровня: макро и мезо. Согласно литературным данным, учет мезоуровня необходим в случае, если характерный размер внешнего воздействия соизмерим с размерами структуры, при описании деформаций зернистой среды и композиционных материалов, при трактовке трещин и разрушения на мезоуровне.

4.2. Теории микрополярных материалов

Микрополярные упругие материалы представляют собой классические упругие материалы с дополнительными независимыми степенями свободы. Впервые дополнительные степени свободы были рассмотрены в теории оболочек и балок, где вводятся два набора кинематических величин: деформация, вращение и соответствующие им внутренние нагрузки (усилия и моменты). Влияние моментных напряжений на деформацию трехмерных тел анализировалось в монографии братьев Коссера [1].

Наиболее подробно остановимся на двух теориях микромеханики: микроструктурной теории Миндлина [2] и микрополярной теории Эрингена [3], которые выбраны не случайно. Во-первых, они наиболее полно разработаны, во-вторых, построены на основе двух несогласованных подходов: в теории Миндлина постулируется лагранжиан среды с микроструктурой, а в теории Эрингена — законы сохранения.

Теория Миндлина

В теории Миндлина выбирается материальный объем V, ограниченный поверхностью S. Вводятся прямоугольные материальные координаты: X_i ($i = 1, 2, 3$) — компоненты радиуса-вектора начального положения материальной точки объема V; x_i — координаты конечного положения. Перемещения материальной точки определяются так:

$$u_i = x_i - X_i. \tag{4.1}$$

Полагается, что в каждую материальную точку вложен микрообъем V' (мезоструктура), отнесенный к локальным координатам, которые движутся поступательно вместе с перемещениями u. Микроперемещения в объеме V' можно записать

$$u'_i = x'_i - X'_i. \tag{4.2}$$

Вводится понятие макро-

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_i} \approx \frac{\partial u_j}{\partial X_i} \tag{4.3}$$

и микродисторсии

$$\frac{\partial u'_j}{\partial x'_i} \approx \frac{\partial u'_j}{\partial X'_i} \tag{4.4}$$

в предположении малых деформаций, так что не различают начального и конечного положений деформируемого тела. Макросмещения являются функциями макрокоординат x_i и времени t, а микросмещения зависят еще и от микрокоординаты x'_i. Кинематические переменные, входящие в полевые уравнения, описывающие динамику среды со структурой, должны быть функциями только макрокоординат. Поэтому

кинематические переменные для структурного элемента должны быть каким-либо образом усреднены по микрообъему V'. Таким образом, в макроконтинууме появляется отклик от деформации структурного элемента. Наиболее просто такой отклик можно получить, если предположить, что микродисторсии однородны внутри структурного элемента, но изменяются от элемента к элементу. Отсюда вытекает, что микроперемещения можно выразить в виде

$$u'_j = x'_k \beta_{kj}(x, t), \tag{4.5}$$

так что микродисторсия запишется следующим образом:

$$\partial'_i u'_j = \beta_{ij}. \tag{4.6}$$

Из (4.6) видно, что $\beta(x, t)$ однородна в структурном элементе (не зависит от микрокоординаты x', но изменяется от элемента к элементу. Микродисторсия, как функция макрокоординат, есть отклик структурного элемента на макроуровне, но микродисторсия $\beta(xt)$ не является макроградиентом векторной функции макрокоординат. Степень этого отклика выражается во введении относительной дисторсии

$$\gamma_{ij} = \partial_i u_j - \beta_{ij}. \tag{4.7}$$

Из (4.7) следует, что деформации макрообъема и составляющих его структурных элементов неодинаковы и это различие описывается относительной дисторсией. Если структурные элементы деформируются одинаково, так же как макрообъем, то $\gamma = 0$. Значит, микродисторсия β и макродисторсия $\nabla\vec{u}$ совпадают и структура при деформации не проявляется. Из структурных элементов, продеформированных на различные β, сплошного материала не составить, поскольку возникают несплошности, которые в теории дефектов устраняются пластической деформацией, а в теории Миндлина — относительной упругой дисторсией. Возникает вопрос: имеет ли смысл рассматривать различные виды упругих дисторсий? По-видимому, нет. Структурным элементам предварительно заданы различные упругие микродисторсии β, поэтому для того чтобы макрообъем был сплошным, необходимо им же добавить некоторые упругие дисторсии γ. Согласно суперпозиции деформация структурного элемента будет $\nabla\vec{u} = \beta + \gamma$, значит в теории Миндлина выражение (4.7) — формальная запись, которая имеет смысл в теории дефектов [4, 5].

Интеграл от микродисторсии по замкнутому макроконтуру

$$\oint dr\beta \neq 0, \tag{4.8}$$

т.е. появляется скачок смещений, который в теории дефектов ассоциируется с вектором Бюргерса. По нашему мнению, одну из составляющих (4.7) — β или γ — следует считать пластической дисторсией, а $\vec{u}$ рассматривать в качестве вектора полных смещений, связанных с наличием дефектов. При использовании (4.7) возникают неясности: как отмечалось выше, при $\gamma = 0$ $\beta = \nabla\vec{u}$, т.е. микродисторсия совпадает с макродисторсией. Но какое отношение микродисторсия имеет к макро-

смещениям? Казалось бы, микродисторсия должна дать некоторую добавку к макросмещениям, но не выражаться через них. Правильно следует записать следующим образом:

$$\nabla U = \nabla u + \beta \quad \text{или } U = u + a, \tag{4.9}$$

где U — упругие макросмещения, обусловленные смещением u структурного элемента как целого и микродисторсией самого элемента. Величины β и γ дают полные смещения, связанные с наличием структуры $\nabla\vec{u} = \beta + \gamma$, которые никакого отношения не имеют к смещениям структурного элемента как целого. Это хорошо прослеживается из самой работы Миндлина при определении кинетической энергии. Плотность кинетической энергии определяется как сумма кинетической энергии, обусловленной смещениями структурных элементов как целого и кинетической энергии, зависящей от микросмещений. Неясность, связанная с (4.7), обходится при постулировании потенциальной энергии, которая выбирается как функция макродеформации $\varepsilon = (1/2)\cdot(\nabla\vec{u} + \vec{u}\nabla)$, относительной дисторсии γ и градиента микродисторсии $\varkappa = \nabla\beta$. Но появляется новая неясность: если, как было показано выше, одну из величин — γ или β — считать пластической, то потенциальная энергия от этой величины не зависит. Потенциальная энергия в случае центрально-симметричного изотропного материала выбирается в виде квадратичной функции от тензоров ε, γ и $\varkappa$, т.е. рассматриваются всевозможные свертки этих тензоров. При написании лагранжиана не обращается внимания на группы преобразований, относительно которых лагранжиан инвариантен, и не обсуждаются законы сохранения, соответствующие этим группам.

Теория Эрингена

В недеформированном теле выбирается объем ΔV, ограниченный поверхностью ΔS. В ортогональной системе координат центр масс этого объема определяется радиусом-вектором R (макроописание). Если необходимо учесть структуру материала, то нужно видоизменить классическую механику, включив в описание мезоуровень. Предположим, что элемент $\Delta V + \Delta S$ содержит N дискретных элементов $\Delta V^{(a)} + \Delta S^{(a)}$ с плотностью $\rho^{(a)}$ ($a = 1, 2, ..., N$). Радиус-вектор материальной точки элемента a можно представить

$$\vec{R}^{(a)} = \vec{R} + \vec{r}^{(a)}, \tag{4.10}$$

где $\vec{r}^{(a)}$ — радиус-вектор точки структурного элемента a относительно центра масс $\Delta V + \Delta S$. При деформировании тела $\Delta V + \Delta S$ переходит в $\Delta V' + \Delta S'$. Теперь конечные положения точки в структурном элементе определяются так:

$$\vec{R}'^{(a)} = \vec{R}' + \vec{r}'^{(a)}, \tag{4.11}$$

где $\vec{R}'$ — радиус-вектор нового положения центра масс $\Delta V' + \Delta S'$, $\vec{r}'$ — новый относительный радиус-вектор. Считается, что движение

центра масс (макроописание) подчиняется законам классической механики и не зависит от структуры:

$$\vec{R}' = \vec{R}'(\vec{R}, t). \tag{4.12}$$

Относительный радиус-вектор зависит не только от $\vec{r}^{(a)}$, но и от $\vec{R}$, т.е.

$$\vec{r}'^{(a)} = \vec{r}'^{(a)}(\vec{R}, \vec{r}^{(a)}, t). \tag{4.13}$$

Делается предположение, что $\Delta V + \Delta S$ находится в состоянии однородной деформации относительно центра масс. Отсюда следует, что (4.13) можно переписать так:

$$x_i'^{(a)} = \Psi_{ij}(\vec{R}, t)x_j^{(a)}, \tag{4.14}$$

где $x_i'^{(a)}$ и $x_j^{(a)}$ — координаты относительного радиуса-вектора в конечном и начальном положениях.

У Эрингена рассмотрен более общий случай конечных деформаций по сравнению с Миндлиным. Тем не менее предположение (4.14) подобно предположению Миндлина (4.5) для малых деформаций. Найдем связь между Ψ (4.14) и β из (4.5). Опустим индекс a и тогда (4.14) предстанет в безындексной форме:

$$\vec{r}' = \Psi\vec{r}. \tag{4.15}$$

Разрешим (4.15) относительно $\vec{r}$

$$\vec{r} = \Psi^{-1}\vec{r}', \tag{4.16}$$

где Ψ^{-1} — обратная матрица. Макросмещения относительно центра масс с учетом (4.16) можно записать

$$\vec{u}' = \vec{r}' - \vec{r} = (\delta - \Psi^{-1})\vec{r}. \tag{4.17}$$

Сравнивая с (4.5), имеем однозначную связь β с Ψ:

$$\beta = (\delta - \Psi^{-1}). \tag{4.18}$$

Следовательно, элемент $\Delta V + \Delta S$ Эрингена соответствует микрообъему V' Миндлина, где деформация предполагается однородной. Как можно видеть, описание деформирования у Миндлина будет определено, если

известны 12 функций $\vec{u}$ и β. В случае конечных деформаций у Эрингена необходимо задать также 12 функций, что вытекает из (4.10) или (4.11), если учесть (4.12), (4.15) и (4.16):

$$\vec{R}' = \vec{R}'(\vec{R}, t) + \Psi(\vec{R}, t)\vec{r}, \tag{4.19}$$

$$\vec{R}' = \vec{R}(\vec{R}', t) + \Psi^{-1}(\vec{R}', t)\vec{r}'. \tag{4.20}$$

Зная 9 компонент матрицы Ψ и 3 компоненты $\vec{R}'(\vec{R}, t)$, можно описать деформацию как в лагранжевом, так и в эйлеровом представлении. Рассмотрим, из каких соображений выбираются кинематические переменные, определяющие потенциальную энергию в подходе Миндлина и

законы сохранения у Эрингена. Для этого определим, как изменяется расстояние между двумя близкими точками. С помощью (4.19) получим выражение линейного дифференциального элемента в координатной записи:

$$dX'_i = \frac{\partial X'_i}{\partial X_k}dX_k + \frac{\partial \Psi_{in}}{\partial X_k}x_n dX_k + \Psi_{in}dX_n =$$

$$= (X'_{i,k} + \Psi_{in,k}x_n)dX_k + \Psi_{in}dX_n, \qquad (4.21)$$

где $X'_{i,k} = \frac{\partial X'_i}{\partial X_k}$, X'_i, X_i — координаты радиуса-вектора центра масс в конечном и начальном положениях. Запишем изменение квадрата расстояния:

$$dS^2 - dS_0^2 = dX'_i dX'_i - dX_i dX_i =$$

$$= (X'_{i,k}X'_{i,m} + 2X'_{i,k}\Psi_{in,m}x_n + \Psi_{in,k}x_n\Psi_{ij,m}x_j - \delta_{km})dX_k dX_m +$$

$$+ 2(X'_{i,k}\Psi_{im} + \Psi_{im}\Psi_{in,k}x_n - \delta_{km})dX_k dx_m + \Psi_{im}\Psi_{im}dx_k dx_m - \delta_{km}. \qquad (4.22)$$

В формулах (4.19)—(4.22) классический радиус-вектор положения центра масс и общий радиус-вектор с учетом деформации структурного элемента имеют одинаковые обозначения, поскольку в дальнейшем они никуда вместе не входят. Введем классические смещения, связанные с движением центра масс:

$$U = X'_i - X_i, \qquad (4.23)$$

тогда

$$X'_{i,k} = U_{i,k} + \delta_{ik}. \qquad (4.24)$$

В случае малых деформаций структурного элемента тензор Ψ можно представить как сумму единичного δ тензора и некоторого малого тензора γ, т.е.

$$\Psi = \delta - \gamma. \qquad (4.25)$$

Подставляя (4.24) и (4.25) в (4.22) и пренебрегая членами второго порядка малости, получим

$$dS^2 - dS_0^2 = (U_{k,m} + U_{k,m} - 2\gamma_{kn,m}x_n)dX_k dX_m +$$

$$+ 2(U_{m,k} - \gamma_{km} + \gamma_{mn,k}x_n)dX_k dX_m + (\gamma_{km} + \gamma_{mk})dx_k dx_m. \qquad (4.26)$$

Из (4.26) видно, что можно ввести три тензора, определяющих изменение расстояния, а следовательно, дающих вклад в потенциальную энергию: классический тензор упругой деформации (макродеформации) $\varepsilon_{mn} = 1/2(U_{m,n} + U_{n,m})$ и два тензора микродеформации: $U_{m,n} - \gamma_{mn}$ и $\gamma_{km,n}$. Для сопоставления с кинематическими тензорами,

введенными Миндлиным, условие (4.5) запишем в следующем виде:

$$\vec{u}\,' = \vec{r}\beta(\vec{R}, t),$$

где $\vec{r}$ — относительный радиус-вектор начального положения тела. Соотношение (4.17) запишется также для начального радиуса-вектора

$$\vec{u}\,' = (\Psi - \delta)\vec{r}\,'.$$

В теории Миндлина такая замена обоснована, поскольку рассматриваются бесконечно малые деформации, когда не различают начального и конечного положений тела. В этом случае $\beta = \Psi - \delta$ и, подставляя (4.25), получим связь между микродисторсиями теорий Миндлина и Эрингена:

$$\beta = -\gamma. \tag{4.27}$$

С каким бы знаком ни выбрали условие (4.25), изменение расстояния (4.26) при подстановке (4.27) будет определяться помимо классического тензора $\varepsilon_{m,n}$ новыми: $\beta_{km,n}$ и $U_{m,k} + \beta_{km}$. Необходимо обратить внимание на тензор $U_{m,k} + \beta_{km}$, который не может быть истолкован как тензор относительной дисторсии, который в теории Миндлина, как уже отмечалось, определен некорректно. Отсюда ясно следует утверждение. что деформация структурного элемента дает добавку к макродисторсии на макроуровне. В определение потенциальной энергии теории Эрингена входит один тензор γ и его производная, что существенно, учитывая сопоставление теории Миндлина с теорией дефектов, поскольку один из тензоров описывает пластичность. В линейном приближении теории Эрингена процесс деформирования описывается, так же как и в теории Миндлина, 12 величинами $\vec{u}$ и γ, которые за исключением знака одни и те же. Если взять замену $\Psi = \delta + \gamma$, то $\beta = \gamma$, в этом случае величины, описывающие деформацию тела, одинаковы в обеих теориях. Только у Миндлина, по-видимому, некорректно выбраны кинематические тензоры, что является одной из причин расхождения данных теорий. Другая причина заключается в несогласованности подходов. Как отмечалось, в теории Миндлина для получения полевых уравнений постулируется лагранжиан без учета симметричных свойств. В теории Эрингена постулируются законы сохранения, но не строится лагранжиан. В механике сплошных сред со структурой нет строгого математического формализма получения полевых уравнений.

4.3. Калибровочная теория деформации структурно-неоднородных сред

Два подхода к получению полевых уравнений в теориях Миндлина и Эрингена можно совместить на основе вариационного принципа и теоремы Нетер, обеспечивающих самосогласованный формализм. Под вариационными принципами понимается лагранжева формулировка теории поля, которая играет важную роль в представлениях о взаимо-

действиях и симметрии. Вариационный принцип, примененный к действию

$$S = \int L(\vec{R}, \nabla\vec{R})dVdt$$

и являющийся условием стационарности действия, приводит к полевым уравнениям Эйлера — Лагранжа. Здесь L — лагранжева плотность, $\vec{R}$ — радиус-вектор центра масс, поскольку рассматриваем лагранжиан классической теории упругости (макроописание), без учета структуры. Другое следствие вариационного принципа состоит в том, что если действие инвариантно относительно некоторых групп преобразований, то существуют сохраняющиеся величины, т.е. комбинации полей и их производных. Отсюда вытекают законы сохранения энергии, импульса, углового момента, которым удовлетворяют все решения полевых уравнений Эйлера — Лагранжа. Это дает основание брать в качестве полевых уравнений постулированные законы сохранения, как у Эрингена, либо постулировать лагранжиан (действие) и получить полевые уравнения, как у Миндлина. Эти теории используют по одному из двух следствий вариационного принципа без их самосогласования, что и является причиной их расхождения.

Попытаемся обосновать строгий математический формализм получения полевых уравнений, описывающих деформацию сред со структурой. Как было показано, теория упругих сред со структурой строится обобщением классической теории упругости путем введения дополнительных степеней свободы, т.е. новых полей макрокоординат, описывающих деформацию структурных элементов. При построении формализма встает вопрос: к чему приведет учет структуры для классического лагранжиана нелинейной теории упругости?

Запишем плотность лагранжиана для однородного изотропного тела

$$L_0 = \frac{1}{2}\rho\frac{\partial X'_i}{\partial t}\frac{\partial X'_i}{\partial t} - \frac{1}{8}[\lambda(\varepsilon_{ii})^2 + 2\mu\varepsilon_{ik}\varepsilon_{ki}], \tag{4.28}$$

где λ, μ — коэффициенты Ламе, ρ — плотность,

$$\varepsilon_{ik} = X'_{n,i}X'_{n,k} - \delta_{ik} \tag{4.29}$$

— классический тензор конечных деформаций согласно (4.22). Чтобы ответить на поставленный выше вопрос, проанализируем выражение (4.19). Из него следует, что учет структуры приводит к аддитивной добавке к классическому радиусу-вектору, через который определен тензор деформации (4.29). Неудобство записи (4.19) в том, что в этой добавке перемешаны микро- и макрокоординаты. По-видимому, на макроуровне лучше взять среднее по структурному элементу

$$\frac{1}{V}\int\Psi(\vec{R}, t)\,\vec{r}dV = \vec{b}(\vec{R}, t, l),$$

которое дает некоторый вектор, зависящий от макрокоординат и размеров структурного элемента l. Этот вектор есть своего рода сигнал с

мезо- на макроуровень. Значит, (4.19) определяется выражением

$$\tilde{X}_i' = X_i'(\vec{R}, t) + b_i(\vec{R}, t, l), \qquad (4.30)$$

которое можно рассматривать как слабое воздействие мезо- на макроуровень, поскольку все сводится только к аддитивной добавке к классическому радиусу-вектору. Можно предположить, что при сильном воздействии мезоуровня изменится классический радиус-вектор на макроуровне. Формально это можно записать с помощью некоторой матрицы

$$\tilde{X}_i' = A_{ik}(\vec{R}, t)\, X_k'(\vec{R}, t) + b_i(\vec{R}, t, l), \qquad (4.31)$$

которая, вполне естественно, зависит от макрокоординат и времени — различна для разных структурных элементов.

Рассмотрим случай, когда мезоуровень не задействован, т.е. не влияет на макродеформацию (4.29). Это сводится к тому, что при подстановке новых величин $\tilde{X}_i'$ в (4.29) классический тензор деформации не изменяется, остается инвариантным. Легко видеть, что, во-первых, величины A_{ik} и b_i не должны зависеть от координат, а, во-вторых, инвариантность ε_{ik} накладывает условие на матрицу A_{ik}. Каков бы ни был постоянный вектор b_i, он исчезает при подстановке в (4.29), поскольку производная от него равна нулю. Из инвариантности ε вытекает, что компоненты матрицы A должны удовлетворять условию

$$A_{ik}A_{jk} = \delta_{ij},$$

т.е. матрица ортогональна. Можно показать, что матрицы с такими свойствами являются представлением группы вращения SO(3), в то время как все возможные векторы $\vec{b}$ образуют группу трансляций. Требование инвариантности кинетической энергии приводит к независимости A_{ik}, b_i от времени. Следовательно, если мезоуровень не задействован, поля деформаций, а значит, и лагранжиан инвариантны относительно действия группы трансляции и вращения. Совместное их действие образует группу, которая является полупрямым произведением SO(3) $\triangleright$ T(3). Поскольку A_{ik} и b_i постоянные, такие преобразования называются глобальными калибровочными преобразованиями. Как отмечалось выше, из инвариантности лагранжиана относительно глобальных групп следуют глобальные законы сохранения. Включение мезоуровня состоит в том, что величины $A_{ik}(\vec{R}, t)$ и $b_i(\vec{R}, t)$ становятся функциями координат и времени. В этом случае считают, что группа локализуется и необходимо потребовать, чтобы законы сохранения выполнялись не только глобально, но и локально. Эринген постулирует локальные законы сохранения.

При действии локализованной группы классический лагранжиан (4.28) не будет инвариантен, поскольку появятся добавки, связанные с производными от $A_{ik}(\vec{R}, t)$ и $b_i(\vec{R}, t)$. Теперь необходимо ответить на вопрос — возможно ли построить новый лагранжиан, инвариантный

относительно локализованной группы SO(3) ⊳ T(3), по исходному (4.28). Положительный ответ дает метод калибровочных полей, хорошо разработанный в теории элементарных частиц [6, 7] и использованный ранее при построении континуальной теории дефектов [8, 10]. Требование локальной инвариантности лагранжиана приводит к введению новых полей, которые компенсируют добавки, связанные с производными от A и b. Эти калибровочные или компенсирующие поля будут вполне определенного типа, с заданным правилом их преобразования при действии локальной группы. Кроме того, строго определяется форма взаимодействия исходного поля R с введенными полями. Из локальной инвариантности лагранжиана следует выполнение локальных законов сохранения. Калибровочные поля теории дефектов строго обоснованны и соответствуют полям микротензоров, используемых в микрополярных теориях упругости.

Все рассуждения при введении дефектов также обусловливают необходимость локализации группы SO(3) ⊳ T(3) и построения нового лагранжиана по исходному (4.28) [8, 9]. Можно сделать вывод о том, что теория упругих сред со структурой и континуальная динамика дефектов — описание одного явления на разных языках. Можно рассматривать движение самих структурных элементов, а можно движение дефектов, которые ответственны за движение структурных элементов, т.е. наличие дефектов предполагает существование некоторой структуры, даже если структурные элементы геометрически не выделены. Точно так же существование структуры предполагает наличие дефектов (границ раздела).

Отметим, что при введенном в (4.31) общем воздействии мезо- на макроуровень построение полевых уравнений, описывающих динамику сред со структурой, постулированием лагранжиана или локальных законов сохранения, как в теориях Миндлина и Эрингена, наверное, невозможно. Лагранжев формализм в сочетании с методом калибровочных полей дает строго обоснованный математический алгоритм такого построения. Поскольку аппарат калибровочных полей хорошо разработан [6—9], коротко покажем, к чему сводится построение нового лагранжиана по исходному (4.28). Во-первых, в лагранжиане (4.28) обычные производные $X_{n,k}$ (дисторсии) заменяются "удлиненными":

$$X_{n,k} \to X_{n,k} + \Gamma_{nkm} X_n + \beta_{nk}, \tag{4.32}$$

где β_{nk} — тензор микродисторсии (калибровочное поле) по терминологии теорий Миндлина и Эрингена, Γ_{nkm} — новое поле, которого нет в этих теориях и которое соответствует воздействию структурных элементов на радиус-вектор центра масс. Тензор микродисторсии β появляется, если воздействие мезоуровня сводится к аддитивной добавке к радиусу-вектору центра масс. Подставляя новое значение дисторсии (4.32) в тензор деформации (4.29), а затем в исходный лагранжиан, получим новый лагранжиан, инвариантный относительно локальной группы.

Во-вторых, поскольку появились новые поля Г и β, с которыми связана энергия, необходимо построить лагранжианы новых (калибровочных) полей. Методика построения их также отработана.

Суммарный лагранжиан — видоизмененный (4.28) и лагранжианы полей Г и β [9, 10] — после применения к нему вариационного принципа рашает поставленную задачу, поскольку уравнения Эйлера—Лагранжа относительно R, Г и β будут искомыми полевыми уравнениями, описывающими динамику среды с мезоструктурой. Инвариантность суммарного лагранжиана относительно локального действия группы $SO(3) \rhd T(3)$ гарантирует выполнение локальных законов сохранения: энергии, импульса, углового момента.

* * *

Таким образом, в данной главе проанализированы причины расхождений теорий Миндлина и Эрингена. Сделана попытка обосновать эквивалентность указанных теорий, а также их эквивалентность континуальной теории дефектов. Это достигается применением лагранжева формализма в сочетании с методом калибровочных полей. Такой подход дает строгий математический алгоритм построения полевых уравнений как для упругих сред со структурой, так и для континуальной теории дефектов. Последовательный учет вращательных степеней свободы при данном подходе приводит к более общим полевым уравнениям, получение которых в рамках теории микромеханики не представляется возможным.

Глава 5

ДИНАМИЧЕСКАЯ КАЛИБРОВОЧНАЯ ТЕОРИЯ ВОЛН В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

5.1. Введение в проблему

Большинство реальных твердых тел может быть отнесено к классу сред со структурой — сред, пластические свойства которых характеризуются определенными (мезоскопическими) пространственными масштабами, связанными либо с фазовым составом среды, либо с какими-либо другими ее структурными особенностями (например, распределением концентраторов напряжений и стопоров пластического сдвига). Микроскопический анализ таких сред практически неосуществим в силу, во-первых, большой математической сложности задачи, а во-вторых, того, что полная совокупность процессов пластической деформации в таких сложных средах, как правило, неизвестна. Между тем некоторые макроскопические свойства физических систем могут быть исследованы без обращения к микроскопической теории, а именно свойства, определяемые симметрией исследуемой системы. Так, макроскопические свойства изотропных упругих сред не зависят от их детального внутреннего устройства и определяются исключительно симметрией среды по отношению к переносам и поворотам тела как целого.

В 1979 г. американский математик Эделен предложил строить теорию упругопластического континуума на основе калибровочной симметрии — группы локальных трансляций и поворотов (см., например, [1—3]). Развитая им и его учениками и последователями теория имела, однако, существенные недостатки. Во-первых, неисследованным оставался основополагающий вопрос о том, насколько широка калибровочная группа симметрии реальных сред. Во-вторых, до сих пор калибровочная теория развивалась на основе лагранжева формализма, т.е. только для бездиссипативных сред, что не позволяло сравнивать ее результаты с экспериментальными данными. В-третьих, отсутствовала физическая интерпретация констант теории. Наконец, теория до сих пор развивалась в чисто академическом плане и было получено лишь небольшое количество явных решений уравнений калибровочной модели, позволяющих понять ее свойства и определить область ее реальной применимости. В настоящей главе обсуждаются принципы построения калибровочной теории упругопластического континуума, физический смысл калибровочной симметрии, полей и констант калибровочной теории.

5.2. Симметрия лагранжиана упругой среды

Обозначим через $u_i(x)$ вектор смещения точки x из положения равновесия. Свойство симметрии упругого тела по отношению к поворотам и трансляциям может быть сформулировано как требование инвариантности лагранжиана упругого тела при преобразованиях

$$u_i' = u_i + b_i, \tag{5.1}$$

$$u' = u + [\delta\Omega x], \tag{5.2}$$

где векторы переноса b и поворота Ω не зависят от координат. Из инвариантности к преобразованию (5.1) следует, что в лагранжиан должны входить только пространственные производные $\partial u_i/\partial x_k$ (а не сам вектор u_i), а из инвариантности к преобразованию (5.2) — лагранжиан должен строиться только из симметризованных комбинаций

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial u_i}. \tag{5.3}$$

Имеется только три квадратичных скалярных инварианта группы (5.1), (5.2):

$$\dot{u}^2, \; \frac{\partial u_i}{\partial x_i}\frac{\partial u_j}{\partial x_j}, \; \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i}, \tag{5.4}$$

соответственно чему мы приходим к известному виду лагранжиана изотропного упругого тела

$$L_{el} = \int dV \left\{\frac{1}{2}\rho\dot{u}_i\dot{u}_i - \frac{\lambda}{2}\frac{\partial u_i}{\partial x_i}\frac{\partial u_j}{\partial x_j} - \frac{\mu}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)\right\}. \tag{5.5}$$

Здесь ρ — плотность среды, λ и μ — коэффициенты Ламе, dV — элемент объема; по повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

Основное физическое допущение, использованное при построении упругого лагранжиана, состоит в следующем: предполагается, что любое движение, не сводящееся к (5.1), (5.2), связано с возникновением дополнительной энергии. Между тем для реальных тел это предположение, как известно, не выполняется. На рис. 5.1 показана ситуация, в которой одна часть среды сдвинута относительно другой таким образом, что в среде не создано ни упругих напряжений, ни дефектов. Очевидно, что движение, изображенное на рис. 5.1, представляет собой не что иное, как так называемую совместную пластическую деформацию. С математической точки зрения его можно выразить законом (5.1), но с вектором b, зависящим от координаты:

$$u'_i = u_i + b_i(x). \tag{5.6}$$

Идея Эделена как раз и состояла в том, чтобы, подобно тому как описание упругого континуума строится на основе группы симметрии

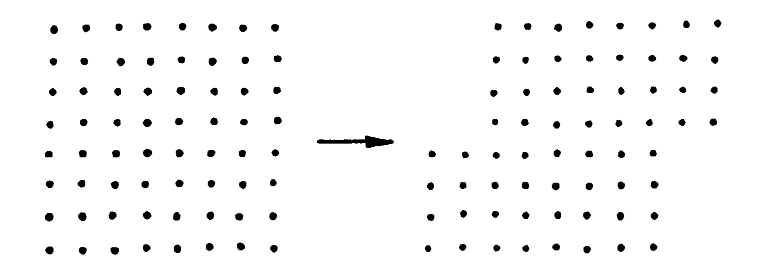


Рис. 5.1. Пример относительного движения двух частей кристаллической среды, не приводящего к изменению ее внутреннего состояния.

(5.1), (5.2), попытаться строить динамику упругопластического континуума на основе группы локальных трансляций (5.6). Покажем, каким образом построение лагранжиана с расширенной группой симметрии производится с помощью введения калибровочных полей — метода, предложенного Янгом и Миллсом [4]. Следует иметь в виду, что диссипативные системы невозможно описать на основе лагранжева подхода. Поэтому сначала рассмотрим идеализированную бездиссипативную среду, уравнения которой могут быть получены на основе лагранжева подхода, а затем учтем диссипативные процессы, введя в лагранжевы уравнения силы трения с помощью диссипативной функции.

5.3. Построение лагранжиана, инвариантного к группе локальных трансляций

Лагранжиан упругой среды (5.5) не является инвариантным по отношению к преобразованию (5.6) с вектором $b_i(x)$, зависящим от координат. Для построения инвариантного лагранжиана введем вместо обычных производных $\partial u_i / \partial x_j$ так называемые ковариантные производные

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \to D_j u_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_{ji}, \tag{5.7}$$

где закон преобразования поля β_{ji}, носящего название компенсирующего (или калибровочного), выбирается таким образом, чтобы производная $D_j u_i$ была инвариантна к преобразованию (5.6). Легко убедиться в том, что преобразование

$$\beta'_{ji} = \beta_{ji} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \tag{5.8}$$

обеспечивает такую инвариантность. По тому, каким образом калибровочная производная входит в выражение для упругой энергии, мы можем заключить, что тензор $D_j u_i$ имеет смысл упругой дисторсии.

Отсюда следует, что тензор β_{ji} мы вправе назвать тензором пластической дисторсии. Таким образом, в рассматриваемой теории тензор пластической дисторсии играет роль калибровочного поля. Инвариантность среды по отношению к преобразованиям (5.6), (5.8) будем называть калибровочной инвариантностью.

Физический смысл калибровочной инвариантности состоит в возможности совершить совместную пластическую деформацию, причем осуществимость этого процесса во времени на данном этапе не предполагается, поскольку мы используем калибровочное преобразование, не зависящее от времени.

Для получения полного лагранжиана упругопластического тела мы должны добавить к лагранжиану (5.5), в котором произведена замена (5.7), дополнительный лагранжиан, построенный из поля β_{ij} и инвариантный к преобразованиям (5.6), (5.8). При построении инвариантов нужно иметь в виду следующее правило. В формуле (5.8) индекс i, совпадающий с индексом параметрического вектора b_i группы трансляций, носит название группового индекса. Индекс j именуется пространственным. Правило построения скалярных инвариантов, обосновываемое в калибровочной теории, состоит в том, что при составлении инвариантов групповые и пространственные индексы не должны "перемешиваться", т.е. групповые индексы должны свертываться только с групповыми, а пространственные — с пространственными. С учетом указанного правила можно составить два инварианта калибровочной группы второго порядка:

$$\beta_{ij}\beta_{ij},\ \alpha_{ik}\alpha_{ik}, \tag{5.9}$$

где

$$\alpha_{km} = e_{ijk}\frac{\partial\beta_{jm}}{\partial x_i} \tag{5.10}$$

играет роль напряженности калибровочного поля. Сравнивая определение (5.10) с известным выражением для тензора плотности дислокаций [5], мы приходим к выводу, что α_{km} имеет смысл тензора плотности дислокаций.

В предшествующих рассуждениях мы допустили одну неточность. Из физических соображений ясно, что реальные среды (если только речь не идет о каких-то специальных случаях, например о пористых средах) инвариантны только по отношению к сдвигу одной части среды относительно другой, но не к ее сжатию (или растяжению). Это означает, что преобразования симметрии (5.6) мы должны ограничить только "поперечными движениями", т.е. подчинить поле $b(x)$ условию

$$\mathrm{div} b = 0. \tag{5.11}$$

Для того чтобы избежать трудностей построения инвариантов такой ограниченной группы, мы можем при построении лагранжиана считать поле b произвольным, но при нахождении динамических уравнений

наложить на калибровочное поле β_{ij} дополнительное условие пластической несжимаемости

$$\beta_{ii} = 0, \tag{5.12}$$

автоматически подразумевающее выполнимость условия (5.11).

С учетом изложенного простейший (квадратичный) лагранжиан упругопластической среды, инвариантный по отношению к группе локальных трансляций, имеет вид

$$L_{el-pl} = L^{(l)} + L', \tag{5.13}$$

где

$$L_{el-pl} = \int dV \left\{ \frac{1}{2}\rho \dot{u}_i \dot{u}_i - \frac{\lambda}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \beta_{ii}\right)\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_j} - \beta_{jj}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\mu}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_{ji}\right)\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_{ji}\right) - \frac{\mu}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta_{ji}\right)\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \beta_{ij}\right)\right\}, \tag{5.14}$$

$$L' = \int dV \left\{ \frac{B}{2}\dot{\beta}_{ik}\dot{\beta}_{ik} - \frac{C}{2}\alpha_{km}\alpha_{km} \right\}. \tag{5.15}$$

Здесь B и C — две новые феноменологические константы. Их физический смысл, а также условия, при которых допустимо ограничиваться квадратичными членами в лагранжиане, будут рассмотрены в разд. 5.4.

5.4. Интерпретация полей и констант калибровочной теории

В случае совместной дисторсии, не приводящей к возникновению дефектов, мы всегда можем считать, что

$$\beta_{ij} = \partial u_j / \partial x_i. \tag{5.16}$$

При этом симметричная часть тѐнзора дисторсии

$$\frac{1}{2}(\beta_{ij} + \beta_{ji}) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \tag{5.17}$$

представляет собой тензор деформации, а антисимметричная

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2}(\beta_{ij} - \beta_{ji}) = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right) \tag{5.18}$$

— тензор поворота.

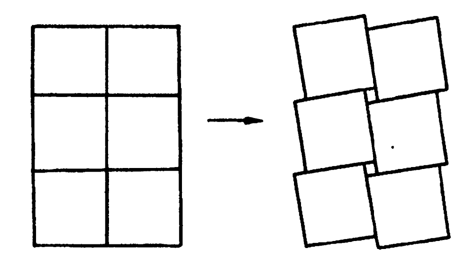


Рис. 5.2. Движение структурных элементов среды, характеризуемое однородным полем пластических поворотов.

В случае несовместных деформаций соотношение (5.16) выполняется только в локальных (бездефектных) областях среды. Это означает, что симметричная и антисимметричная части тензора пластической дисторсии сохраняют локальный смысл тензоров деформации и пластического поворота. Последние, однако, уже не могут быть определены как соответственно симметризованные и антисимметризованные производные поля u_i, а должны рассматриваться как независимые переменные, характеризующие пластическую деформацию и пластический поворот. В качестве иллюстрации рассмотрим ситуацию, в которой $u \equiv 0$, а $\beta_{ij} = -\beta_{ji}$. Эти соотношения указывают на то, что "точки" среды "как целое" не сместились, но при этом испытали локальный поворот. Рис. 5.2 схематически поясняет характер рассматриваемого движения.

Перейдем теперь к интерпретации констант модели. Из констант, характеризующих упругопластическую среду, ρ, μ, B и C (λ и μ считаем одного порядка), можно составить две комбинации, имеющие размерность длины, а именно:

$$l_1 = \sqrt{C/\mu}, \; l_2 = \sqrt{B/\rho}. \tag{5.19}$$

Две новые феноменологические константы B и C, следовательно, могут быть представлены в виде

$$C = \mu l_1^2, \quad B = \rho l_2^2. \tag{5.20}$$

Как видно, линейная теория упругопластической среды подразумевает наличие некоторых фиксированных масштабных параметров, характеризующих пластическое поведение материалов.

Напомним, что пластическое поведение материалов в значительной степени определяется такими факторами, как среднее расстояние между концентраторами напряжения и средний размер зон сдвига D (см., например, [5] и цитированную там литературу). Результаты наблюдений показывают, что пластическая деформация локализована в некоторых областях (зонах сдвига), типичный размер которых порядка $D = 100$ мкм. Среднее расстояние между соседними зонами сдвига оказывается по порядку величины равным $h = 1000$ Å. (В различных материалах величины D и h варьируются в широких пределах, и приведенные нами значения следует рассматривать только как оценки по порядку величины.)

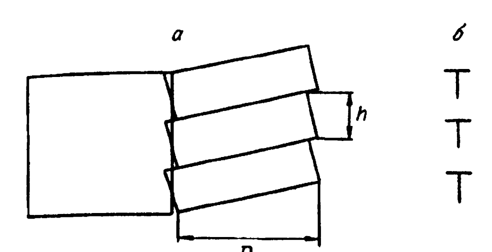


Рис. 5.3. Конфигурация структурных элементов, образующая "границу разориентации" (*а*), и ее модель в виде стенки дислокаций (*б*).

Для выяснения смысла константы C рассмотрим упомянутую конфигурацию среды с $u = 0$ и $\beta_{ij} = -\beta_{ji}$. Потенциальная энергия упругого поля, входящая в лагранжиан $L^{(I)}$, в этом случае тождественно равна нулю, поскольку $L^{(I)}$ выражается только через симметричные части тензоров $\partial u_i/\partial x_k$ и β_{ki}, и, таким образом, вся потенциальная энергия среды определяется только членом $(C/2)\alpha_{ik}\alpha_{ik}$ в лагранжиане L'. Заметим далее, что если тензор пластического поворота одинаков во всей среде, то $L' \equiv 0$, так как L' выражается через пространственные производные от тензора пластического поворота. Следовательно, нам необходимо обратиться к ситуации с градиентом пластического поворота, изображенную на рис. 5.3.

Границу между областями с разной величиной пластического поворота можно рассматривать как границу разориентации и моделировать ее дислокационной стенкой (см. рис. 5.3, *б*). Во избежание недоразумений подчеркнем, что каждая дислокация на рис. 5.3, *б* должна пониматься в обобщенном смысле, как дислокация Вольтерра с некоторым вектором Бюргерса, определяемым полной величиной сдвига в данной зоне сдвига. Фактически каждая такая "дислокация" представляет собой конечно-дислокационное скопление, содержащее обычно десятки или даже сотни единичных дислокаций.

Дислокационная конфигурация на рис. 5.3, *б*, как известно, обладает короткодействующим упругим полем напряжений, энергиия которого в расчете на единицу длины одной "дислокации" определяется выражением

$$E = \frac{\mu b^2}{4\pi} \ln \frac{h}{r_0}, \tag{5.21}$$

где r_0 — расстояние порядка размера ядра дислокации (в нашем случае — порядка линейных размеров дислокационного скопления). Плотность энергии таких "дислокационных стенок" есть

$$\varepsilon = \frac{E}{hD} \frac{\mu}{4\pi} \left(\frac{b}{hD} \right)^2 nD \ln \frac{h}{r_0}. \tag{5.22}$$

Выражение в скобках есть вектор Бюргерса, приходящийся на единичную площадку сечения среды, т.е. не что иное, как компонента α_{zz}

плотности дислокаций. Формулу (5.22) можно, следовательно, переписать в виде

$$\varepsilon = \left[\frac{\mu}{4\pi} hD\ln\frac{h}{r_0}\right] \alpha_{zz}^2.$$

Сравнивая это выражение с плотностью энергии $(C/2)\alpha_{ik}\alpha_{ik}$, входящей в лагранжиан L', получаем для C следующее выражение:

$$C = \frac{\mu}{2\pi} hD\ln\frac{h}{r_0}. \tag{5.24}$$

Таким образом, член $(C/2)\alpha_{ik}\alpha_{ik}$ определяет энергию короткодействующих упругих полей, сосредоточенную практически полностью в пределах отдельного структурного элемента. Из (5.23) следует, что эта энергия может быть представлена в виде квадратичной формы от α_{ik} только в том случае, если параметры h и D не изменяются в процессе пластической деформации. Другими словами, условие квадратичности потенциальной энергии дефектов состоит в том, чтобы среда характеризовалась структурными параметрами, обеспечивающими движение как целого структурных элементов с фиксированными размерами (или с фиксированной функцией распределения по размерам).

Перейдем теперь к интерпретации коэффициента B в L'. Рассмотрим движение среды, при котором отлична от нуля только антисимметричная часть тензора пластической дисторсии

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2}(\beta_{ij} - \beta_{ji}). \tag{5.25}$$

Вместо антисимметричного тензора ω_{ij} всегда можно ввести эквивалентный ему псевдовектор пластического поворота

$$\Omega_i = \frac{1}{2} e_{ijk}\omega_{jk}. \tag{5.26}$$

Нетрудно убедиться, что в терминах Ω кинетический член $(B/2)\beta_{ik}\beta_{ik}$ представляется в виде $B\dot{\Omega}^2$, откуда видно, что он определяет энергию вращения структурных элементов среды. Используя известное выражение для момента инерции структурного элемента с размерами $D \gg h$, получим для B следующее выражение:

$$B \approx \frac{\rho D^2}{8}. \tag{5.27}$$

Подведем итог изложенному. Данная интерпретация полей β_{ik} и α_{ik}, а также констант B и C показывает, что в развиваемом подходе речь идет о кооперативном движении дефектов среды, приводящем к движению ее структурных элементов как целого. Настоящая теория

описывает, следовательно, наддислокационный структурный уровень деформации, введенный впервые в работе [6].

Кроме данной интерпретации в терминах зон сдвига возможны и другие трактовки. Например, если среда состоит из твердых включений в вязкой матрице, то в ней также возможно движение структурных элементов как целого, однако вряд ли целесообразно интерпретировать их в терминах дислокаций. В этом случае поле α_{ik} необходимо формально рассматривать как напряженность калибровочного поля, не придавая ему конкретного структурного смысла.

5.5. Диссипативная функция

Так же как и лагранжиан, диссипативная функция среды не должна зависеть от нефизических (калибровочных) степеней свободы, а следовательно, является калибровочно-инвариантной. Если предположить, что основная диссипация энергии в упругопластической среде связана с пластическими степенями свободы, и ограничиться рассмотрением линейных диссипативных сил, то диссипативная функция должна быть квадратичным скалярным инвариантом от производной тензора дисторсии по времени. Как было показано, калибровочная группа (5.6)—(5.8) имеет только один такой инвариант: $\dot{\beta}_{ik}\dot{\beta}_{ik}$.

Соответственно для диссипативной функции получим

$$R = \int \eta\dot{\beta}_{ik}\dot{\beta}_{ik}dV. \tag{5.28}$$

Как будет показано ниже, η имеет смысл коэффициента вязкости среды.

5.6. Динамические уравнения упругопластической среды

Уравнения движения при наличии диссипации представимы в виде

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \dot{Q}_i} - \frac{\partial L}{\partial Q_i} = -\frac{\partial R}{\partial \dot{Q}_i} \tag{5.29}$$

(Q_i — произвольная обобщенная координата), которые отличаются от обычных уравнений Эйлера—Лагранжа наличием производной от диссипативной функции в правой части. Уравнения (5.29) с лагранжианом (5.13) и диссипативной функцией (5.28) с учетом условия пластической несжимаемости (5.12) приводят к следующим уравнениям движения:

$$\rho\ddot{u}_i - \mu\left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} + \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_k}\right) + \mu\left(\frac{\partial \beta_{ik}}{\partial x_k} + \frac{\partial \beta_{ki}}{\partial x_k}\right) - \lambda\frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_k} = 0,$$

$$B\ddot{\beta}_{ij} - \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) - \mu(\beta_{ij} + \beta_{ji}) - \lambda\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\delta_{ij} -$$

$$- Ce_{kim}e_{lpm}\frac{\partial^2 \beta_{pj}}{\partial x_k \partial x_l} + 2\eta\dot{\beta}_{ij} + \gamma\delta_{ij} = 0, \tag{5.30}$$

$$\beta_{kk} = 0,$$

где γ — неопределенный множитель Лагранжа

$$\gamma = (\lambda + \frac{2}{3}\mu)\frac{\partial u_k}{\partial x_k} - \frac{C}{3}\frac{\partial^2 \beta_{ki}}{\partial x_k \partial x_i}. \tag{5.31}$$

Приравняв нулю поверхностные члены в вариации действия с лагранжианом (5.13), получим граничные условия

$$\mu\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \beta_{ik} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \beta_{ki}\right)n_k + \lambda\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_k} - \beta_{kk}\right)n_i = P_i, \tag{5.32}$$

$$n_i e_{ijk}\alpha_{km} = 0, \tag{5.33}$$

где p_i — плотность поверхностных сил, действующих на внешнюю границу тела. Уравнения (5.30) вместе с граничными условиями (5.32), (5.33) образуют полную систему уравнений, позволяющую описывать поведение среды при заданных внешних воздействиях.

5.7. Построение лагранжиана, инвариантного к группе локальных поворотов

Построенная выше теория основана на инвариантности среды по отношению к локальной группе трансляций. Свойства симметрии конденсированных сред, однако, не ограничиваются этой симметрией. Обсудим кратко перспективы дальнейшего обобщения теории по линии расширения калибровочной группы. Симметрия лагранжиана (5.13) не ограничивается инвариантностью к преобразованиям (5.6) и (5.8). Легко убедиться, что он остается инвариантным также при добавлении к β_{ij} произвольного антисимметричного тензора $\omega^{(0)}_{ij}$, не зависящего от координат

$$\beta'_{ij} = \beta_{ij} + \omega^{(0)}_{ij}. \tag{5.34}$$

Действительно, в лагранжиан $L^{(l)}$ антисимметричная часть тензора пластической дисторсии вообще не входит, а L' выражается через пространственные производные от β_{ij}, откуда и следует инвариантность к (5.34). Эта инвариантность является отражением инвариантности исходного лагранжиана упругой среды к поворотам. Очевидно, что с макроскопической точки зрения среда должна быть инвариантна по отношению не только к локальным трансляциям, но и к локальным поворотам (возникающие при повороте "микроскопические" границы

разориентации обладают слишком малой энергией, чтобы в рассматриваемой макроскопической теории принимать их во внимание). Это означает, что мы должны потребовать инвариантность лагранжиана среды также к преобразованию (5.34) с зависящим от координат $\omega_{ij}^{(0)}$. Для этого необходимо построить дальнейшее калибровочное расширение модели. Наметим основные этапы этого построения. Прежде всего, удобно переписать лагранжиан L' в виде

$$L' = \int dV \left\{ \frac{B}{2} \dot{\beta}_{km} \dot{\beta}_{km} - \frac{C}{2} \left[\left(\frac{\partial \varepsilon_{jm}}{\partial x_i} \frac{\partial \varepsilon_{jm}}{\partial x_i} - \frac{\partial \varepsilon_{jm}}{\partial x_i} \frac{\partial \varepsilon_{im}}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial \Omega_m}{\partial x_k} \frac{\partial \Omega_m}{\partial x_k} + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{\partial \Omega_m}{\partial x_m} \frac{\partial \Omega_k}{\partial x_k} - 2 e_{ijk} \frac{\partial \varepsilon_{jm}}{\partial x_i} \frac{\partial \Omega_k}{\partial x_m} \right] \right\}, \qquad (5.35)$$

где Ω_m — вектор пластического поворота, определяемый согласно (5.26). Для построения лагранжиана, инвариантного к преобразованию

$$\Omega_i' = \Omega_i + \Omega_i^{(0)}(x), \qquad (5.36)$$

мы должны, подобно тому как это было сделано в разд. 5.3, заменить в лагранжиане (5.35) производные $\partial \Omega_i / \partial x_j$ ковариантными производными

$$\frac{\partial \Omega_k}{\partial x_m} \to \frac{\partial \Omega_k}{\partial x_m} - \varkappa_{mk}, \qquad (5.37)$$

где компенсирующее поле $\varkappa_{mk}$ преобразуется по закону

$$\varkappa_{mk}' = \varkappa_{mk} + \frac{\partial \Omega_k^{(0)}(x)}{\partial x_m}. \qquad (5.38)$$

Полная аналогия преобразований (5.36), (5.38) с преобразованиями (5.6), (5.8) позволяет сразу же выписать вид лагранжиана калибровочного поля:

$$L'' = \int dV \left\{ \frac{\Gamma}{2} \dot{\varkappa}_{ik} \dot{\varkappa}_{ik} - \frac{\Pi}{2} \theta_{km} \theta_{km} \right\}, \qquad (5.39)$$

где напряженность калибровочного поля θ_{km} определяется согласно

$$\theta_{kj} = - e_{kli} \frac{\partial \varkappa_{ij}}{\partial x_l}. \qquad (5.40)$$

Величину $\varkappa_{mk}$ мы можем интерпретировать как тензор пластического изгиба-кручения, а тензор θ_{ij} — как тензор плотности дисклинаций. Калибровочно-инвариантная диссипативная функция имеет вид

$$R = \int dV \{ \eta \dot{\beta}_{ik} \dot{\beta}_{ik} + \psi \dot{\varkappa}_{ik} \dot{\varkappa}_{ik} \}, \qquad (5.41)$$

где η — коэффициент вязкости, а ψ — параметр, определяющий диссипативные свойства дисклинаций.

Изложенное выше калибровочное расширение описания динамики упругопластической среды исчерпывает возможные виды чисто пространственной симметрии конденсированных сред. В этом смысле калибровочная теория сред с дислокациями и дисклинациями является наиболее общей теорией сред с дефектами.

5.8. Дисперсионные соотношения и конфигурации нормальных колебаний бездиссипативной упругопластической среды*

Рассмотрим монохроматическую упругопластическую волну в среде. Для этого найдем решение уравнений движения (5.30) в виде

$$u_i,\ \beta_{ik} \backsim e^{-i\omega t + ikr}. \tag{5.42}$$

Получающаяся таким образом система характеристических уравнений определяет одиннадцать ветвей закона дисперсии:

$$\omega^2_{1,2} = 0,$$

$$\omega^2_{3,4} = \omega^2_{7,8} = \left(\frac{\mu}{B} + \frac{\rho C + B\mu}{2\rho B}\cdot k^2\right) \pm$$
$$\pm \sqrt{\left(\frac{\mu}{B} + \frac{\rho C + B\mu}{2\rho B}\cdot k^2\right)^2 - \frac{\mu C}{\rho B^2}(\rho k^2 + Bk^4)}, \tag{5.43}$$

$$\omega^2_9 = \frac{C}{B}k^2,$$

$$\omega^2_{10,11} = \frac{\mu}{B} + \frac{1}{2}\left(\frac{C}{3B} + \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}\right)k^2 \pm$$
$$\pm \sqrt{\left[\frac{\mu}{B} + \frac{1}{2}\left(\frac{C}{3B} + \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}\right)k^2\right]^2 + \frac{8}{3}\frac{\mu^2 k^2}{B\rho}}.$$

Дисперсионные кривые приведены на рис. 5.4. Двум ветвям соответствуют нулевые частоты. Остальные девять ветвей группируются в четыре акустические и пять оптических. Дисперсионные соотношения имеют пять линейных асимптотик со следующими групповыми скоростями:

$c_{\parallel} = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$ — скорость продольного звука (ω_{10} при $k \to \infty$);

$c_{\perp} = \sqrt{\mu/\rho}$ — скорость поперечного звука ($\omega_{5,7}$ при $k \to \infty$);

---

*Результаты разд. 5.8, 5.9 получены в соавторстве с Н.В. Чертовой.

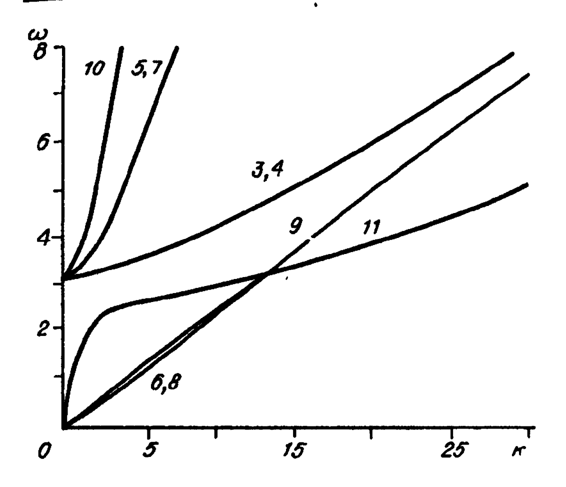


Рис. 5.4. Дисперсионные кривые "пластически несжимаемой" упругопластической среды без диссипации.

Кривые вычислены при следующих соотношениях между характерными параметрами теории: $c_{\parallel}/c_{\perp} = 2$ (соотношение, соответствующее коэффициенту Пуассона $\nu = 1/3$), $c^* = c_{\perp}/4$. Волновой вектор измеряется в единицах $\sqrt{2\mu/C}$, частота — в $\sqrt{2\mu/9B}$.

$$c_V = \sqrt{(\lambda + \frac{2}{3}\mu)} \text{ — скорость волн объемного сжатия } (\omega_{11} \text{ при } k \to 0);$$

$$c^* = \sqrt{C/B} \quad (\omega_{3,4,6,8,9} \text{ при } k \to \infty); \tag{5.44}$$

$$c^*/\sqrt{3} \quad (\omega_{11} \text{ при } k \to \infty).$$

Последние две скорости не имеют упругого аналога.

Анализ конфигураций колебаний показывает, что в коротковолновом пределе ($k \to \infty$) ветви $\omega_{5,7}$ и ω_{10} описывают практически чисто упругие колебания. Это проявляется и в законах дисперсии: при $k \to \infty$ они линейны и соответствуют распространению волн со скоростями продольного и поперечного звука в упругой среде. В области малых k ветвь ω_{11} описывает распространение волн объемного упругого сжатия, сопровождаемого полной релаксацией девиатора напряжений. Акустические ветви $\omega_{6,8,9}$ при $k \to 0$ определяют динамику пластических поворотов, а оптические ветви $\omega_{3,4,5,7,10}$ — динамику пластических деформаций.

5.9. Дисперсионные соотношения при наличии диссипации

При наличии диссипации волновой вектор возбуждений с заданной частотой становится комплексным, причем его мнимая часть характеризует величину, обратную глубине проникновения возмущения в глубь среды. Вид дисперсионных соотношений определяется безразмерным параметром диссипации

$$\varkappa = \eta/\sqrt{\mu B}. \tag{5.45}$$

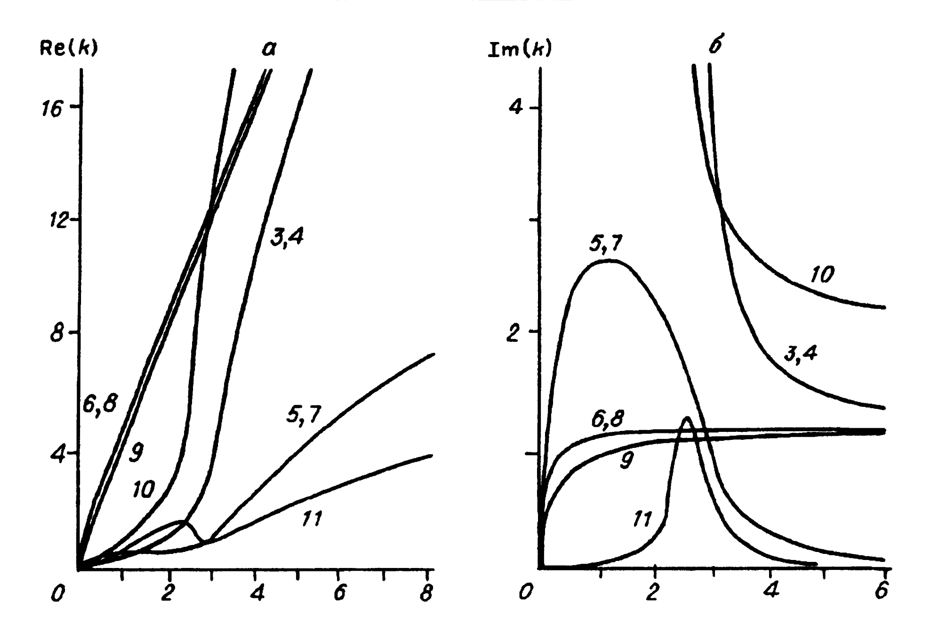


Рис. 5.5. Дисперсионные соотношения при средней диссипации ($\varkappa$ = 0,1). *а* – Re(k); *б* – Im(k).

На рис. 5.5 представлены зависимости действительной и мнимой частей волнового вектора от частоты при $\varkappa = 0{,}1$, полученные в работе [7]. Наибольший интерес представляют нормальные колебания с малым затуханием, поскольку именно эти волны могут проникать в глубь среды. Из рис. 5.5, *а* видно, что таким свойством обладают колебания ветви 11 при $k \to 0$ и при $k \to \infty$, а также ветвей 5, 7 при $k \to \infty$. Из зависимости действительной части волнового вектора от частоты (см. рис. 5.5, *б*) видно, что этим ветвям соответствует распространение упругих волн сжатия (ветвь 11 при $k \to 0$), продольных квазиупругих волн (ветвь 11 при $k \to \infty$) и поперечных квазиупругих волн (ветви 5, 7 при $k \to \infty$). Анализ конфигураций колебаний подтверждает эти выводы.

5.10. Волны пластических поворотов

Анализ конфигураций нормальных колебаний показывает (см. разд. 5.8), что в длинноволновом пределе динамика пластических поворотов ω_{ij} (антисимметричной части тензора пластической дисторсии) не зависит от динамики пластических деформаций ε_{ij} (симметричной части пластической дисторсии). Это позволяет детальнее проследить за динамикой пластических поворотов, которая полностью характеризуется

лагранжианом калибровочного поля (5.15). Определив вектор пластического поворота Ω_i согласно (5.26) и введя тензор изгиба-кручения

$$\varkappa_{ki} = \frac{\partial \Omega_i}{\partial x_k}, \tag{5.46}$$

перепишем лагранжиан калибровочного поля и диссипативную функцию (5.28) в виде

$$L' = \int dV \left\{ B\dot{\Omega}^2 - \frac{C}{2}(\varkappa_{km}\varkappa_{km} + \varkappa_{ii}\varkappa_{jj}) \right\}, \tag{5.47}$$

$$R = \int 2\eta\, \dot{\Omega}^2\, dV.$$

Из лагранжиана и диссипативной функции (5.47) следует динамическое уравнение

$$B\ddot{\Omega} - \frac{C}{2}(\Delta\Omega + \nabla\, \mathrm{div}\, \Omega) + 2\eta\Omega = 0. \tag{5.48}$$

Закон дисперсии этого уравнения имеет три ветви — одну для кручений ($\Omega \parallel \boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор)

$$\omega_1 = -\frac{\eta}{B} i \pm \sqrt{\frac{C}{2B}k^2 - \frac{\eta^2}{B^2}} \tag{5.49}$$

и две идентичные для изгибов ($\Omega \perp \boldsymbol{k}$)

$$\omega_{2,3} = -\frac{\eta}{B} i \pm \sqrt{\frac{3}{2}\frac{C}{B}k^2 - \eta^2/B^2}. \tag{5.50}$$

Как видим, на малых масштабах

$$l \ll l_0 = \frac{\sqrt{BC}}{\eta} \tag{5.51}$$

динамика поворотов носит колебательный характер, а на больших — релаксационный.

5.11. Эффекты граничной частоты и скин-слоя для волн девиатора напряжений

В разд. 5.8 отмечалось, что в упругопластическом континууме имеется несколько оптических ветвей колебаний. Покажем, что наличие этих ветвей обусловливает эффект экспоненциального убывания в глубь среды волн девиатора напряжений с частотой ниже оптической частоты $\omega_0 = \sqrt{2\mu/B}$. Согласно анализу конфигураций нормальных колебаний в длинноволновом пределе ни одна из акустических ветвей не связана с возникновением девиатора напряжений: три из них описы-

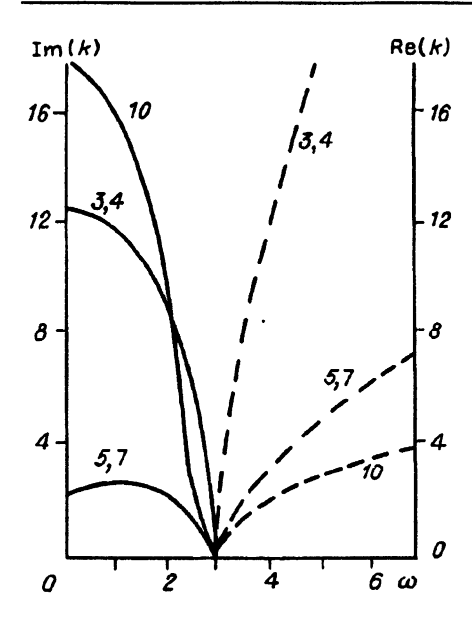


Рис. 5.6. Зависимости мнимой (сплошные кривые) и действительной частей волнового вектора от частоты для оптических ветвей.

Волновой вектор измеряется в единицах $\sqrt{2\mu/C}$, частота — в ω_0.

вают при $k \to 0$ пластические повороты, которые вообще не вызывают обычных силовых напряжений (можно, однако, показать, что повороты порождают моментные напряжения), а одна ветвь соответствует волне всестороннего упругого сжатия при полной релаксации девиатора напряжений. Таким образом, конфигурации, связанные с отличным от нуля девиатором напряжений, описываются только оптическими ветвями.

На рис. 5.6 представлены зависимости мнимой и действительной частей волнового вектора от частоты для оптических ветвей спектра. Видно, что при $\omega < \omega_0$ волновой вектор является чисто мнимой величиной, а при $\omega > \omega_0$ — действительной. Это значит, что в глубь среды могут проникать только волны девиатора напряжений с частотой выше частоты ω_0, которая, таким образом, имеет смысл порога прозрачности среды по отношению к возмущениям названного типа. Предельные значения при $\omega \to 0$ волнового вектора для трех оптических ветвей колебаний имеют следующие аналитические выражения:

$$k_{10} = i\sqrt{\frac{9\mu}{C}\frac{\lambda + (2/3)\mu}{\lambda + 2\mu}}, \quad k_{3,4} = i\sqrt{\frac{2\mu}{C}}, \tag{5.52}$$

$$k_{5,7} = i\sqrt{\frac{\rho}{B}}. \tag{5.53}$$

Отметим, что если глубины скин-слоя, соответствующие волновым векторам k_{10} и $k_{3,4}$, при типичных значениях коэффициентов Ламе отличаются примерно в $\sqrt{2}$ раз, то глубина проникновения, отвечающая волновому вектору $k_{5,7}$, определяется иным аналитическим выра-

жением и у нее может быть другой порядок величины. Речь, таким образом, идет даже не об одном, а о двух поверхностных слоях, один из которых имеет чисто статическую природу (его глубина зависит только от "силовых констант" μ и C), а другой — динамическую (глубина зависит от "инерционных констант" ρ и B).

5.12. Количественные оценки параметров теории

В настоящем разделе приводятся оценки основных параметров теории при типичных значениях упругих модулей, размеров зон сдвига, вязкости и др. Их назначение состоит в том, чтобы проиллюстрировать диапазоны характерных частот, длин и масштабных факторов, при которых принципиально возможно наблюдение предсказываемых данной теорией явлений. Для оценок мы пользуемся формулами (5.24), (5.27), (5.43)—(5.45), (5.51)—(5.53). При характерных значениях модуля сдвига металлических материалов $\mu = 10^{11}$ кг/(м · с^2), плотности $\rho = 10^4$ кг/м^3, диаметре зон сдвига $D = 100$ мкм и расстояния между соседними зонами сдвига $h = 0{,}1$ мкм получим выражения для оптической частоты, пластической скорости C^* и глубин статического и динамического скин-слоев соответственно:

$$\omega_0 = 1{,}26 \cdot 10^8\ \text{с}^{-1},\ c^* = 10^3\ \text{м/с}$$

(что примерно в 4 раза меньше скорости поперечного звука),

$$l_{\text{ст}} = 1\ \text{мкм},\ l_{\text{дин}} = 35\ \text{мкм}.$$

При значениях вязкости, свойственных экспериментам по ударному нагружению материалов ($\eta \approx 20$ Па · с при $\sigma = 20$ ГПа [8]), получим для характерного времени, при котором начинают играть роль инерционные эффекты, характерной длины волны, при которой происходит переход от релаксационной динамики пластических поворотов к волновой, и для безразмерного параметра диссипации $\varkappa$ следующие оценки:

$$\tau^* = 4 \cdot 10^{-6}\ \text{с},\ l_0 = 400\ \text{мкм},\ \varkappa = 2 \cdot 10^{-2}.$$

Приведенные оценки (которые следует рассматривать только как оценки по порядку величины) показывают, что наблюдение оптических колебаний упругопластической среды, волн пластических поворотов, эффектов граничной частоты и скин-слоя принципиально возможно.

* * *

На основе математического формализма калибровочной теории построена и исследована динамика упругопластического поведения твердого тела. Показано, что физический смысл калибровочной симметрии состоит в том, что среда может претерпеть совместную пластическую деформацию. Конкретная форма теории (с аддитивным квадратичным лагранжианом калибровочного поля) отвечает тому, что

5 Заказ № 263

деформация в материале происходит путем перемещения целых блоков материала с фиксированными размерами (структурных элементов относительно друг друга). Эта форма полностью отвечает основным принципам мезомеханики.

Были исследованы свойства сформулированной модели: дисперсионные соотношения; профили волн, созданных ударом; релаксационная функция среды. Продемонстрировано, что в длинноволновом пределе кристаллическая среда с дислокациями эквивалентна континууму Коссера. Вопрос о взаимосвязи этих двух континуумов имеет почти полувековую историю. Мы показали, что упругопластическая среда с дислокациями оказывается эквивалентной не общему континууму Коссера, а "жидкости Коссера" и что условием наличия такой взаимосвязи является структурная организация среды. По-видимому, именно данные обстоятельства на протяжении многих лет препятствовали правильному пониманию взаимосвязи упругопластической среды и континуума Коссера.

Обычно в физических теориях, описывающих пластическое поведение кристаллических твердых тел, основное внимание уделяется динамике пластической деформации (симметричной части тензора пластической дисторсии). Между тем в многочисленных работах последних лет обнаружено, что пластическая деформация, как правило, сопровождается локальными разворотами в материале. В главе детально исследована динамика таких пластических поворотов и указано на возможность распространения волн пластических поворотов с волновыми векторами, превышающими определенную критическую величину.

Принципиальным выводом теории является и наличие оптических ветвей колебаний в спектре упругопластической среды. В низкочастотном пределе их наличие ведет к тому, что определенные конфигурации возбуждений не могут проникать в глубь среды, полностью локализуясь в тонком поверхностном слое (пластический скин-эффект).

Таким образом, изложенные результаты имеют как фундаментальный общетеоретический (взаимосвязь динамики упругопластических и микрополярных сред), так и прикладной интерес. Исследование волн пластических поворотов позволяет подойти к анализу ротационных механизмов разрушения материалов. Эффекты граничной частоты и пластического скин-слоя дают теоретическую основу для обобщения многочисленных экспериментальных данных о локализации пластической деформации в поверхностных слоях при ударных, трибологических и других воздействиях.

Глава 6

МЕТОД ЭЛЕМЕНТОВ РЕЛАКСАЦИИ В ЗАДАЧАХ МЕЗОМЕХАНИКИ И РАСЧЕТА ПОЛОСОВЫХ СТРУКТУР

6.1. Проблема континуального представления неоднородных полей пластической деформации

Нагружение структурно-неоднородных материалов сопровождается появлением в объемах больших градиентов напряжений и деформаций вследствие формирования различных мезоструктур. При этом помимо рассеяния упругой энергии в виде тепла осуществляется непрерывное перераспределение ее по объему в процессе переноса массы подвижными деформационными дефектами. Значит, развитие диссипативных мезоструктур на всех этапах нагружения определяется возможностью пластического формоизменения локальных объемов. В результате происходят релаксация напряжений в областях с повышенной плотностью упругой энергии и транспортировка ее туда, где процессы релаксации заторможены либо не реализуются совсем.

С точки зрения мезомеханики тот или иной вид субструктуры определяется соответствующим неоднородным распределением пластической деформации, связанным с геометрическими характеристиками исходной или сформированной структуры и с механизмом релаксации, действующим в местах с высокой концентрацией напряжений. На уровне масштаба, соизмеримого с размером элемента структуры, во многих случаях может быть оправдана замена действительного поля смещений в нем с микроскопическими разрывами от движения деформационных дефектов полем непрерывным. Это позволяет описывать неоднородное упругопластическое состояние и рассчитывать концентрацию напряжений в областях на соответствующем масштабном уровне методами механики сплошной среды. В поликристаллах, например, в качестве структурного элемента мезоскопического масштаба можно рассматривать отдельное зерно. Тогда пластическое изменение его формы имеет смысл определять гладким (дифференцируемым) полем пластической деформации, имитирующим распределение согласно конкретной модели или данным эксперимента.

Ясно, что корректная постановка задачи требует выяснения связи полученного поля с силовыми характеристиками на поверхности твердого тела. К сожалению, пока нет достаточно надежных и точных экспериментальных результатов о распределении пластической деформации на мезоскопическом уровне, систематизированных для сплавов с различным типом структур на разных этапах нагружения. С другой стороны, нет достаточно простых аналитических методов построения полей пластической деформации, адекватных сильнонеоднородным полям в локальных областях мезоскопического масштаба. Количествен-

ные расчеты концентрации напряжений у границ контакта элементов структуры в связи с присутствием этих полей практически не проводятся. По-прежнему актуальны поиск и развитие новых методов аналитического задания сильнонеоднородных полей пластической деформации и анализ влияния градиентов этих полей на напряженное состояние твердого тела.

В данной главе излагается суть нового метода, позволяющего упростить реализацию аналитических решений и численных расчетов многих упругопластических задач физической механики неоднородной среды. Предложены оригинальные решения для случая плосконапряженного состояния твердого тела под статической нагрузкой. Рассмотрена мезоскопическая модель зарождения полосы Людерса в поликристаллах. Проведен анализ напряженного состояния плоского образца с полосами локализованной пластической деформации, представляющий интерес при моделировании полосовых структур, возникающих, как показывает опыт, на стадии предразрушения.

6.2. Анализ взаимосвязи процесса пластической деформации с релаксацией напряжений в локальных объемах твердого тела

Физической причиной пластического течения в реальных материалах согласно современным представлениям являются перестройка решетки кристалла в местах сильной локализации упругой энергии, движение и размножение возникающих при этом дефектов кристалла [1—5]. Такая возможность реализуется с момента нагружения, когда по причине неодинаковых упругих свойств и дефектности структурных составляющих твердого тела в объеме возникают пики напряжений. Массоперенос способствует непрерывной релаксации напряжений в локальных объемах сильного возбуждения кристалла и в областях, пересекаемых подвижными деформационными дефектами.

Таким образом, поскольку пластическая деформация по своей природе — сугубо релаксационный процесс, на мезоскопическом уровне нельзя задавать связь между пластической деформацией и напряжениями традиционными методами, которые эту связь просто постулируют с ориентацией на вид макроскопических диаграмм нагружения.

Любой процесс массопереноса направлен в сторону уменьшения упругой энергии решетки. Следовательно, должна существовать однозначная связь тензора пластической деформации с мерой релаксации напряжений в локальном объеме. Ясно, что последнюю необходимо выразить в тензорной форме.

Рассмотрим локальную область в твердом теле под нагрузкой. При чисто упругой деформации ее напряженное состояние характеризуется исходным тензором напряжения σ_{ij}. Введем понятие тензора релаксации σ^r_{ij} в данной области такого, что при вычитании его из исходного получим поле напряжений, упругая энергия которого окажется меньше

первоначальной. Этим определится достаточное условие для релаксации напряжений в данной области, а необходимым условием, очевидно, будет уменьшение по абсолютной величине некоторых компонент исходного тензора σ_{ij}. При этом не исключена возможность увеличения по абсолютной величине других компонент данного тензора.

После релаксации в локальной области появится поле пластической деформации ε^p_{ij}. Полная деформация согласно постулату континуальной теории дефектов равна сумме тензоров упругой и пластической деформаций:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon^e_{ij} + \varepsilon^p_{ij}. \quad (6.1)$$

В рассмотренном случае при релаксации тензор упругой деформации ε^e_{ij} в локальной области будет определяться равенством

$$\sigma_{ij} - \sigma^r_{ij} = C_{ijmn}\varepsilon^e_{mn,j}. \quad (6.2)$$

Таким образом, в неявном виде связь тензора пластической деформации с тензором релаксации заложена в постулате (6.1) континуальной теории. Напомним, что все тензоры в общем случае — функции координат точек выделенной области.

Согласно (6.1) и (6.2) при $\sigma_{ij} = \sigma^r_{ij}$ получим случай полной релаксации напряжений в данной зоне, интересной тем, что тензор упругой деформации σ^e_{ij} в ней равен нулю. Значит, там изменение формы материала будет описываться только тензором пластической деформации.

Если при заданной внешней нагрузке в локальной области отсутствуют напряжения, то это никак не влияет на поле смещений и напряжений вне ее. Там напряженно-деформированное состояние полностью контролируется известными краевыми условиями: системой сил на внешней поверхности и отсутствием напряжений на поверхности, окружающей данную зону. Следовательно, поле напряжений вне ее при полной релаксации напряжений внутри нее адекватно полю для случая выреза в упругой плоскости для задачи в плоском варианте. Решением подобных задач однозначно определяются смещения точек границы выреза. Применительно к нашему случаю эти смещения являются граничными условиями для тензора пластической деформации в данной области. Существует бесконечное множество вариантов задания аналитического выражения для тензора пластической деформации, удовлетворяющего конкретным граничным условиям. Проблема выбора будет решена, если найти связь тензора пластической деформации с мерой релаксации напряжений. Чтобы исключить произвол, будем ориентироваться на приближения и постулаты континуальной теории дефектов.

Континуальная теория дефектов определяет поле внутренних напряжений при заданном внутри локальной области поле пластической деформации действием в ней непрерывного распределения фиктивных объемных сил $f_i = C_{ijmn}\varepsilon^p_{mn,j}$ [6]. При этом предполагается отсутствие

действия внешних приложенных сил. С физической точки зрения данное состояние возникает после разгрузки твердого тела. Если снова приложить к внешней поверхности прежние силы, то к полю внутренних напряжений добавится поле напряжений, соответствующее чисто упругой деформации. Случай полной релаксации напряжений в локальной области отвечает ситуации, когда в ней нет фиктивных объемных сил, что равнозначно равенству $f_i = 0$. Тогда согласно определению для фиктивных объемных сил тензор пластической деформации должен подчиняться условию

$$C_{ijmn}\varepsilon^p_{mn,j} = 0. \qquad (6.3)$$

Система полученных дифференциальных уравнений тождественна системе уравнений равновесия для тензора напряжений $\sigma_{ij,j} = 0$. Особенно наглядным это становится, если тензор напряжения выразить через тензор упругой деформации, т.е. подставить в уравнения равновесия величину $\sigma_{ij} = C_{ijmn}\varepsilon^e_{mn}$.

Связь тензора деформации с полем смещений точек задается известными дифференциальными уравнениями, которые для пластической деформации будут выглядеть так:

$$\varepsilon^p_{ij} = (u^p_{i,j} + u^p_{j,i})/2. \qquad (6.4)$$

Полученные системы дифференциальных уравнений и краевые условия для тензора пластической деформации при полной релаксации напряжений в локальной области полностью определены. Следовательно, если решение существует, то можчо в принципе найти единственный тензор пластической деформации, характеризующий гладкое (дифференцируемое) поле смещений в локальной области, удовлетворяющее известным краевым условиям на ее границе [7]. Полная идентичность полученных уравнений с основными уравнениями теории упругости позволяет решать их методами, разработанными для решения задачи, известной как вторая основная краевая задача теории упругости.

Подчеркнем, что в нашем случае, т.е. при условии полной релаксации напряжений, краевые условия на границе пластической области однозначно связаны с внешним приложенным напряжением. Зависимость компонент тензора пластической деформации, так же как и смещений точек границы, от внешнего напряжения будет линейной. От геометрической формы выделенного объема будет зависеть лишь коэффициент пропорциональности. В целом по объему соблюдается условие совместности, за исключением границы пластической зоны, на которой поля напряжений и пластической деформации терпят разрывы.

Ясно, что нет смысла говорить о релаксации напряжений без присутствия определенной системы сил на внешней поверхности твердого тела, если полагать, что до испытаний в теле не было никаких полей внутренних напряжений. Исчезновение упругого поля в данном объеме однозначно связано с возникновением поля пластической деформации. Таким образом, в явном виде проявляет себя физический

закон, указывающий на связь тензора пластической деформации с тензором релаксации напряжений в локальной области, но не с напряжениями в данной области после релаксации. Этот факт — серьезный противовес традиционным представлениям, базирующимся на таких идеализированных понятиях, как предел текучести, поверхность текучести, деформационное упрочнение и других, определяющих качественный вид макроскопических диаграмм нагружения.

Считая пластическую деформацию необратимой, разгрузим тело. Тогда внутри рассматриваемой области появится поле напряжений $-\sigma_{ij} = \sigma^r_{ij}$. В сущности оно представляет собой результат действия объемных фиктивных сил f_i. Таким образом, поле внутренних напряжений несет информацию о внешних напряжениях. Данное обстоятельство накладывает некоторые ограничения на тензор пластической деформации.

Проиллюстрируем изложенное примером для плоскости при растяжении, локальная область которой в форме эллипса испытывает полную релаксацию напряжений [8]. Согласно анализу вне области будет существовать неоднородное поле напряжений, адекватное таковому для пластины с эллиптическим вырезом [9]. Данное поле однозначно определяет краевые условия в смещениях для границы выделенной области [10]:

$$u_x = -x\sigma/E,\ u_y = y(1 + 2a/b)\sigma/E, \tag{6.5}$$

где σ — напряжение растяжения; E — модуль Юнга; a и b — полуоси эллипса, из которых последняя направлена вдоль оси растяжения $0y$; x и y — координаты точек контура эллипса. Нетрудно убедиться, что указанным граничным условиям и дифференциальным уравнениям (6.3) и (6.4) удовлетворяет лишь поле пластической деформации с компонентами:

$$\varepsilon_x = -\sigma/E,\ \varepsilon_y = \sigma(1 + 2a/b)/B,\ \varepsilon_{xy} = 0. \tag{6.6}$$

Видно, что данное поле внутри эллиптической области однородно. Параметры эллипса сильно влияют на величину пластической деформации. На контуре эллипса наблюдаются скачки компонент тензора пластической деформации — от значений (6.6) до нуля. Аналогично, имеют место скачки компонент тензора напряжений. На конце полуоси a компонента σ_y терпит разрыв от значения $\sigma_y = \sigma(1 + 2a/b)$ до нуля [9]. Таким образом, релаксация напряжений внутри сопровождается ростом концентрации напряжений вне области.

В случае локальной области другой геометрической формы компоненты пластической деформации изменятся соответственно новым краевым условиям на границе области; вероятно, поле пластической деформации окажется неоднородным.

Мы рассмотрели идеальный случай очага пластической деформации в упругой матрице под нагрузкой, когда в локальной области происходит полная релаксация напряжений. Анализ с позиции континуальной теории показывает, что в таком случае в принципе нет проблем определения связи локального поля пластической деформации

с напряжениями. Однако на границе очага нарушается условие непрерывности полей напряжений и деформаций, что физически означает потерю сплошности материалом. Условие совместности на границе будет выполнено, если пластическую деформацию в локальной области представить в виде гладкого (дифференцируемого) поля с градиентами, обеспечивающими непрерывное уменьшение до нуля компонент тензора пластической деформации по мере приближения к данной границе. Такое представление на базе проведенного анализа связи тензора пластической деформации с тензором релаксации можно осуществить излагаемым ниже методом элементов релаксации.

6.3. Метод элементов релаксации

Процесс формирования неоднородного распределения пластической деформации в сплошной среде можно представить как результат последовательной цепочки элементарных актов падения напряжения в различных локальных объемах твердого тела. Релаксация напряжения на малую величину $d\sigma^r$, согласованную с действием малой доли внешнего напряжения $d\sigma$, вызывает возникновение элементарного поля пластической деформации $d\varepsilon^p$, что равносильно образованию в твердом теле дефекта. Согласование между $d\sigma^r$ и $d\sigma$ можно определить условием, что под действием только доли $d\sigma$ внешнего напряжения тензор релаксации $d\sigma^r$ обеспечивает полную релаксацию напряжений в данной области и что до нагружения в теле не было никаких полей внутренних напряжений. Такой дефект в дальнейшем мы будем называть элементом релаксации (ЭР). Он вполне характеризуется геометрической формой локальной области релаксации и тензором релаксации $d\sigma^r$, однозначно связанным с элементарным полем пластической деформации $d\varepsilon^p$.

Если происходит серия элементарных актов релаксации в разных локальных областях, то действует принцип суперпозиции, так как элементарные поля линейно зависят от соответствующих краевых условий. Поэтому появляется возможность построения неоднородных полей пластической деформации, связанных с действием внешнего приложенного напряжения, путем суперпозиции элементарных полей от заданного распределения ЭР, для которых каким-то образом программируются последовательность изменения формы, размера, расположение относительно глобальной системы координат и величина $d\sigma^r$. При этом автоматически находится неоднородное поле напряжений в твердом теле. Метод построения неоднородных полей пластической деформации и напряжений, основанный на использовании суперпозиции полей от распределения ЭР, будем называть методом элементов релаксации (МЭР) по аналогии с названиями “метод конечных элементов“ (МКЭ), “метод граничных элементов“ (МГЭ) и т.п.

Величина разрывов компонент тензоров $d\varepsilon^p_{ij}$ и $d\sigma_{ij}$ на геометрической границе каждого ЭР мала, но конечна. Поэтому в общем случае суммирование приведет к ступенчатому профилю пластической деформации по какому-либо сечению. Однако чем больше ЭР в распреде-

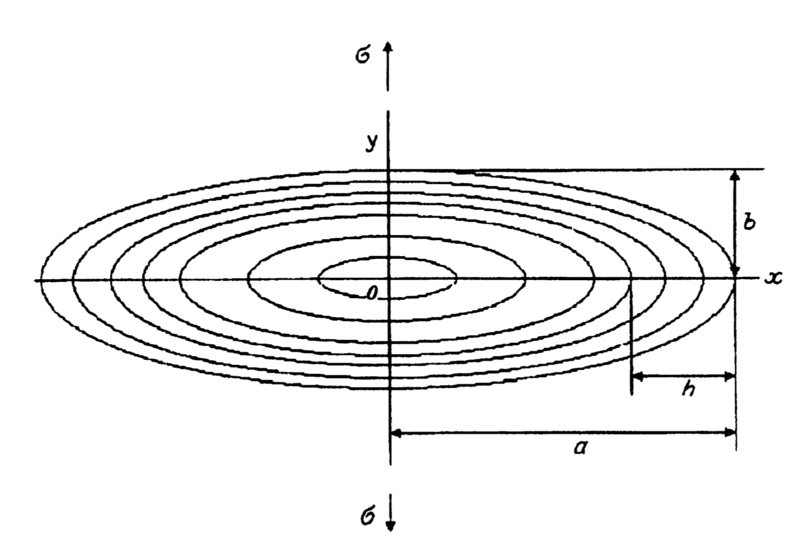


Рис. 6.1. Графическое представление варианта распределения ЭР в форме эллипсов с одинаковым соотношением полуосей.

лении, тем меньше будет высота ступенек, так как суммарное действие элементарных напряжений $d\sigma$ на поверхности тела нормируется по заданной величине внешнего напряжения σ. В отдельных случаях, которые мы рассмотрим ниже, возможно построение непрерывного распределения ЭР. Тогда знак суммы при суперпозиции заменяется знаком интеграла и в объеме твердого тела получаются гладкие неоднородные поля пластической деформации и напряжений.

Рассмотрим для примера простейший случай плосконапряженного состояния, когда очаг пластической деформации описывается семейством вложенных друг в друга областей релаксации эллиптической формы (рис. 6.1). Предполагается, что вне данного очага матрица однородна, изотропна и деформируется упруго под действием растягивающего напряжения σ. Для определенности примем, что все эллипсы имеют общий центр в начале координат, а также одинаковое направление и соотношение длин полуосей, равное $a/b = a(1 - t)/b(1 - t)$, где полуось b очага направлена вдоль оси растяжения $0y$, t — переменная, изменяющаяся в пределах от 0 до 1. Зададим величину релаксации в виде функции переменной t, выбирающей конкретный ЭР из семейства

$$d\sigma^r = (\beta + 1)\sigma(1 - t)^\beta dt, \quad - 1 < \beta < \infty. \tag{6.7}$$

Параметр β регулирует изменение величины релаксации при непрерывном переходе от контура к контуру. Учитывая для элементарного поля пластической деформации равенства (6.6), где согласно условию компоненты ε^p_{ij} являются бесконечно малыми величинами, подставляя вместо σ значение $d\sigma = d\sigma^r$ по уравнению (6.7) и интегрируя

по переменной t в соответствующих пределах, получим компоненты тензора, описывающего гладкое поле пластической деформации с градиентами у границ очага.

Распределение пластической деформации характеризует компонента ε_y^p, определяемая выражением

$$\varepsilon_y^p = (1 + 2a/b)\{1 - [(x/a)^2 + (y/b)^2]^{(\beta+1)/2}\}\sigma/E. \tag{6.8}$$

На рис. 6.2, *а* приведен пример пространственного распределения пластической деформации согласно уравнению (6.8) при $\beta = 3$, $a/b = 4$ и $\sigma/E = 10^{-3}$. Как видно, поле получается гладким. На границе пластической области нет никаких разрывов, разрывы терпят только градиенты пластической деформации.

Ясно, что выбор другого закона для величины релаксации при том же распределении ЭР приведет к иному распределению пластической деформации. На рис. 6.2, *б* показан аналогичный пример, когда закон для величины релаксации задается равенством

$$d\sigma^r = (\beta + 1)\sigma t^\beta dt. \tag{6.9}$$

Здесь уже не наблюдается разрыва градиентов на границе. Особая точка имеет место лишь в центре очага.

Если теперь для ЭР в приграничной зоне шириной h вдоль оси $0x$ (см. рис. 6.1) закон релаксации задать выражением типа (6.9), а для остальных ЭР в распределении — выражением (6.7) и обеспечить стыковку градиентов по контуру, разделяющему выделенные зоны, то условие непрерывности градиентов будет выполнено повсюду. При одинаковых значениях β в данных выражениях распределение пластической деформации будет описываться формулой

$$\varepsilon_y^p = \sigma(1 + 2a/b)\{(1 - h/a)(1 - [a((x/a)^2 + (y/b)^2)^{1/2}/(a - h)]^{\beta+1}) + h[1 - a((x/a)^2 + (y/b)^2)^{1/2}/h]^{\beta+1}/a\}/E. \tag{6.10}$$

В приграничной зоне из двух членов в фигурных скобках не надо учитывать последний. Результат при $h/a = 0{,}25$ и прежних параметрах приведен на рис. 6.2, *в*. Как и следовало ожидать, поля пластической деформации нигде не обнаруживают точек перелома. Пластическая деформация максимальна в центре очага, где при любых значениях β и h согласно (6.10) она равна:

$$\varepsilon_{y_{\max}}^p = \sigma(1 + 2a/b)/E. \tag{6.11}$$

Градиент пластической деформации непрерывно увеличивается по направлению к контуру, разделяющему приграничную зону. На профиле пластической деформации вдоль прямой $0x$ (см. рис. 6.1) градиент максимален в точке пересечения ее с данным контуром и равен:

$$\mathrm{grad}_{\max}\varepsilon_y^p = -\varepsilon_{y_{\max}}^p(\beta + 1)/a. \tag{6.12}$$

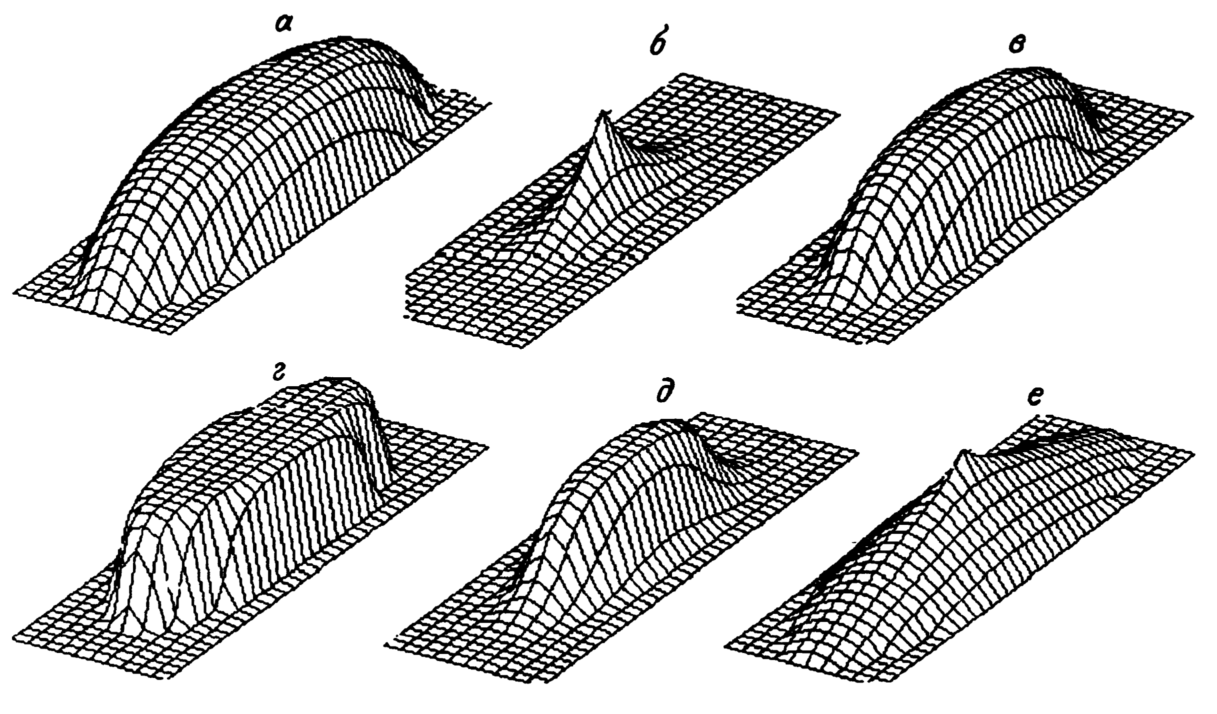
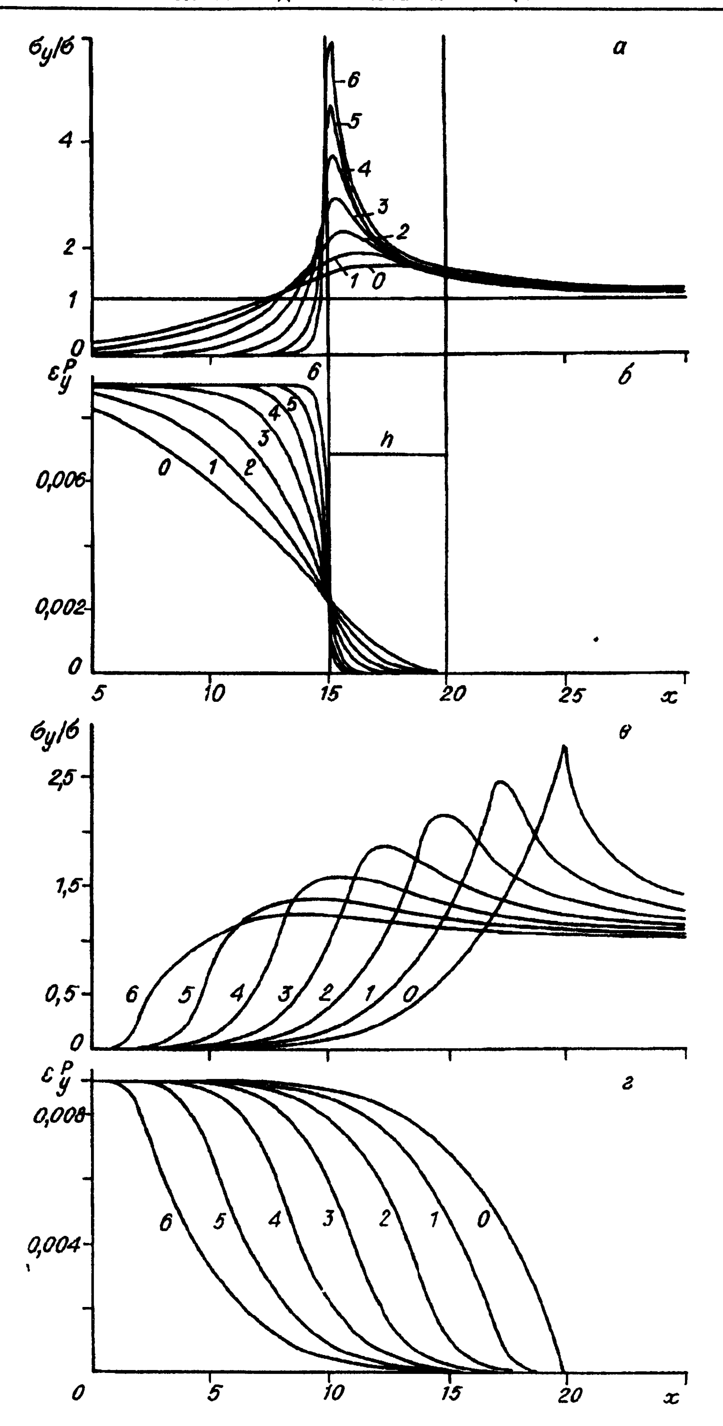


Рис. 6.2. Примеры различных распределений пластической деформации ε_y в очаге эллиптической формы.
а — $h/a = 0, \beta = 3$; *б* — $h/a = 1, \beta = 3$; *в* — $h/a = 0{,}25, \beta = 3$; *г* — $h/a = 0{,}25, \beta = 13$; *д* — $h/a = 0{,}5, \beta = 3$, *е* — $h/a = 0{,}25, \beta = -0{,}3$.



σy/σ
а
б
в
г
h
εyP
x

Рис. 6.3. Профили напряжения σ_y (*а, в*) и пластической деформации ε_y^p (*б, г*) вдоль оси $0x$ для очага эллиптической формы в упругой плоскости при растяжении вдоль оси $0y$.

Значения параметров: $\sigma/E = 1 \cdot 10^{-3}$, $a = 20$, $b = 5$, $h = 5$, $\beta = 2^m$ (*а, б*) и $\beta = 4$, $h = 0{,}6m$ (*в, г*). Цифры у кривых соответствуют значениям m.

Соотношение (6.12) и результаты сравнения рис. 6.2, *в* и *г* обнаруживают, что с параметром β растут и градиенты в приграничной зоне. Наряду с этим внутри очага возникает и расширяется область практически равномерной пластической деформации, величину которой определяет равенство (6.11). Увеличение ширины приграничной зоны не влияет на максимальный градиент (6.12) и уменьшает в среднем степень пластической деформации внутри очага (ср. рис. 6.2, *в* и *д*). При отрицательных значениях β непрерывность градиентов нарушается и на границе, и в центре пластической области (см. рис. 6.2, *е*).

6.4. Концентрация напряжений в плоскости с очагом пластической деформации

Поскольку между тензорами релаксации и пластической деформации существует аналитическая связь, заданием с помощью распределения ЭР величины релаксации в локальных областях автоматически определяется и результирующее неоднородное поле напряжений во всей плоскости, в том числе и в области релаксации. Для ЭР в форме эллипса компоненты тензора элементарного поля напряжений вдоль оси $0x$ согласно известному решению для выреза [9] можно записать следующим образом:

$$d\sigma_y = d\sigma[b^2/(a-b) + (a-2b)ax/(a-b)/c + \\ + b^2(1-t)^2ax/c^3]/(a-b), \qquad (6.13)$$

где $c = [x^2 - (a^2 - b^2)(1-t)^2]^{1/2}$. Аналогично можно представить и компоненту $d\sigma_x$. Интегрируя выражение (6.13) по переменной t, получим для распределения пластической деформации (6.10) соответствующие профили напряжений. На рис. 6.3, *а* показаны профили компоненты σ_y при разных значениях β, а соответствующие им профили компоненты ε_y^p — на рис. 6.3, *б*. Сразу же прослеживается четкая корреляция. Увеличение максимального градиента пластической деформации (увеличение параметра β) вызывает соответствующий рост градиента напряжения, но с противоположным знаком. При β, не равном нулю, нигде не обнаружено точек перелома. В пределах ширины h напряжение непрерывным образом проходит через максимум. По мере увеличения β максимум растет. С увеличением h эффект концентрации напряжения ослабевает, максимум сглаживается и смещается к центру очага пластической деформации (рис. 6.3, *в*). Зона локализованной пластической деформации сокращается (см. рис. 6.3, *г*).

Представленный вариант модели очага пластической деформации отражает упругопластические свойства реальных структур в прибли-

жении сплошной среды, когда пограничная зона рассматривается в качестве физической границы элемента структуры, где способность к релаксации согласно (6.9) плавно уменьшается по мере приближения к геометрической границе контакта с упругодеформированной матрицей. Результаты расчетов показывают, что тогда максимальная концентрация напряжений наблюдается не на геометрической границе, а в приграничной зоне шириной не более h. Эффекту концентрации способствуют увеличение градиентов перед физической границей, уменьшение ее ширины h и увеличение длины пластической области.

Теоретический анализ взаимосвязи тензоров пластической деформации с тензорами релаксации в принципе позволяет моделировать неоднородные поля для среды под нагрузкой со структурными элементами любой конфигурации. Мы рассмотрели лишь простейший пример, когда при растяжении очаг пластической деформации формируется из вложенных друг в друга элементов релаксации эллиптической формы. При этом для ЭР получается элементарное однородное поле пластической деформации. Очевидно, что иное распределение внешних усилий в общем случае уже приведет к другому решению в зависимости от того, как изменятся краевые условия в смещениях на контуре ЭР. Существен также выбор геометрической формы ЭР. Так, в случае ЭР более сложной формы, чем эллипс, при растяжении и $d\sigma^r = d\sigma$ уже не получится однородного поля пластической деформации $d\varepsilon^p_{ij}$. Соответственно изменится поле напряжений $d\sigma_{ij}$ вне ЭР, которое станет адекватным таковому для выреза соответствующей конфигурации.

Таким образом, метод ЭР позволяет пользоваться любыми известными методами, решениями и приближениями теории вырезов в упругой плоскости. Рассмотрим для примера задачу о микроконцентраторе напряжения на стыке трех зерен, одно из которых испытывает пластическое течение.

6.5. Континуальная модель зарождения полосы Людерса в поликристаллах

Проанализируем влияние градиентов пластической деформации в зародыше полосы Людерса в виде отдельного зерна, которое испытывает пластическую деформацию на краю плоского поликристалла (рис. 6.4). На мезоскопическом уровне пластическое изменение его формы представим в приближении гладкого поля пластической деформации без нарушения условия совместности на границах контакта с соседними зернами. Будем считать, что до нагружения в поликристалле не было никаких полей внутренних напряжений и матрица вне зародыша деформируется упруго и изотропно. Из общих соображений ясно, что максимальная концентрация напряжений ожидается в окрестности стыка A трех зерен. Согласно принципу Сен-Венана существенное влияние геометрической формы границы зерна будет сказываться лишь в окрестности стыка. Учитывая это, зародыш полосы Людерса представим в виде множества вложенных друг в друга областей релаксаций с общим

центром и осями симметрии (см. рис. 6.4). Границу зародыша начиная с края поликристалла зададим сначала полуэллипсом, касающимся сторон шестиугольного зерна в точках B и B'. Далее она идет без отклонения от прямой линии до стыка. Для определенности примем, что радиус кривизны данного полуэллипса на конце его полуоси a, направленной вдоль оси $0x$, равен половине среднего размера зерен d поликристалла. Связь d с большой диагональю шестиугольника a_0 дает условие, что площадь действительного зерна в форме шестиугольника равна площади гипотетического зерна в форме круга диаметром d. Из геометрических отношений следуют равенства

$$d = a_0\sqrt{3\sqrt{3}/2\pi}, \quad a = \frac{d\sqrt{96\pi/\sqrt{3}+1} - 1}{12}, \quad x_0 = a^2/a_0,$$
$$b = \sqrt{3(a_0^2 - a^2)}, \tag{6.14}$$

где x_0 — точка пересечения прямой BB' с осью $0x$, b — малая полуось полуэллипса. ЭР, не пересекающие прямую BB', имеют форму полуэллипсов с одинаковым соотношением полуосей, равным a/b. Тогда переменная t (см. разд. 6.3) в интервале $x_0/a < t < 1$ выберет из множества ЭР конкретный контур данного семейства. Контуры, пересекающие прямую BB', в точках пересечения из эллиптических непрерывно переходят в гиперболические с общим центром в точке стыка A. Можно показать, что в интервале $0 < t < 1 - x_0/a$ конкретному значению переменной t будет соответствовать гипербола с полуосью вдоль оси $0x$, равной $a_0 - x' = [(a_0^2 - a^2)t(2 - t)]^{1/2}$, где x' — точка пересечения гиперболы с осью $0x$.

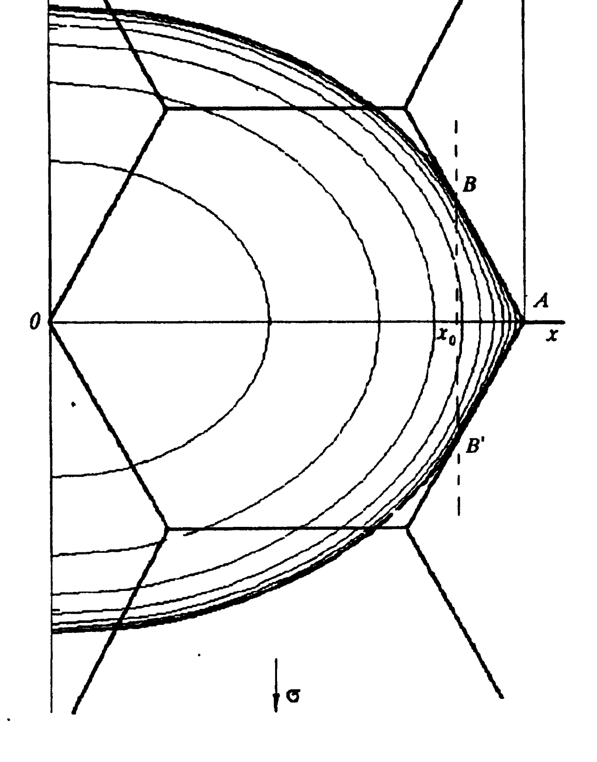


Рис. 6.4. Схематическое изображение зародыша полосы Людерса на краю плоского поликристалла.

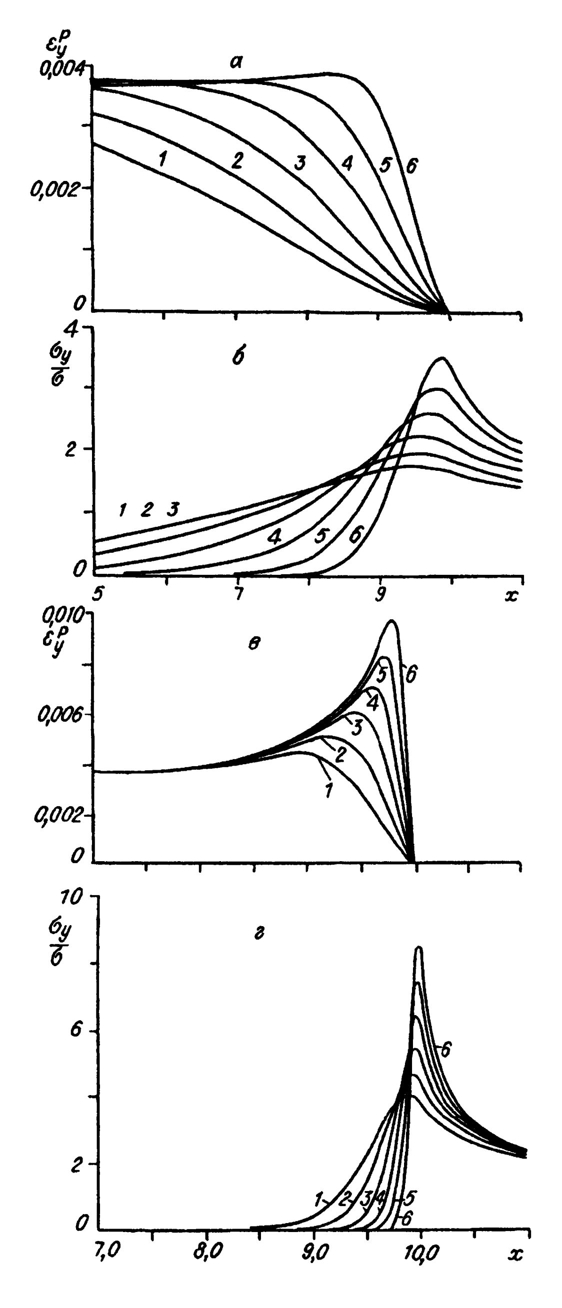


Рис. 6.5. Распределения пластической деформации ε_y^p (*а*, *б*) и напряжения σ_y (*б*, *г*) вдоль оси $0x$ в зародыше полосы Людерса.

а, *б* – $\beta = 2^m$; *в*, *г* – $\beta = 2^{m+6}$. Цифры у кривых соответствуют значениям *m*.

Таким образом, параметр t в интервале от 0 до 1 однозначно определяет расположение, форму и размеры локальных областей релаксации в зародыше полосы Людерса. Закон релаксации представим выражением (6.7). Теперь параметров достаточно, чтобы вариацией параметра β регулировать градиенты пластической деформации перед границей зерна и анализировать их влияние на концентрацию напряжений в окрестности тройного стыка зерен. Далее мы будем пренебрегать краевыми эффектами, полагая, что влияние последних на концентрацию несущественно. Тогда вместо полуконтуров на краю полуплоскости можно рассматривать симметричные полные контуры в неограниченной плоскости.

Распределение пластической деформации от семейства ЭР, не пересекающих прямую BB', определяется уравнением (6.8). Для семейства ЭР, пересекающих прямую BB', и, следовательно, не имеющих правильной эллиптической формы, в принципе тоже можно найти точное аналитическое выражение для связи компонент тензора релаксации (6.7) с компонентами элементарного поля пластической деформации. Однако избегая больших выкладок, упростим задачу. Результаты численных

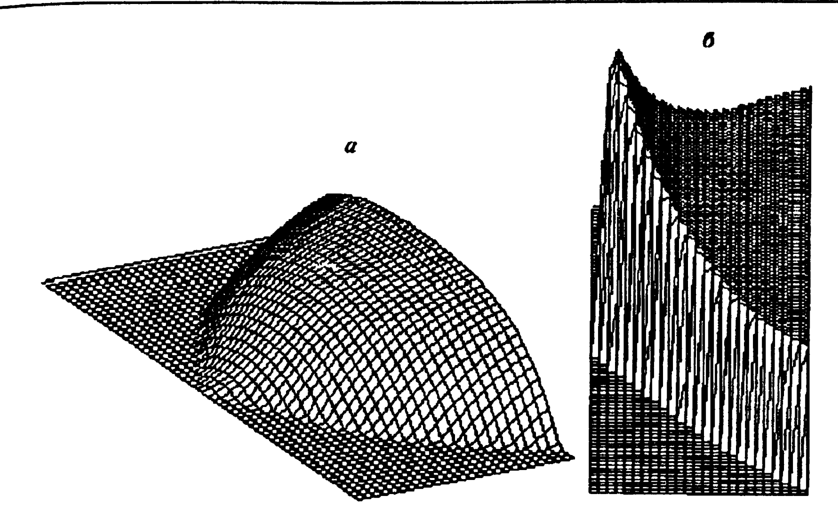


Рис. 6.6. Примеры пространственного распределения компоненты ε_y в окрестности тройного стыка зерен.
а – $\beta = 4$; *б* – $\beta = 2^{10}$.

расчетов краевых задач теории вырезов обнаруживают, что существенное влияние на смещения точек контура выреза и на концентрацию напряжений при растяжении оказывают лишь два геометрических параметра: протяженность выреза в направлении, перпендикулярном оси растяжения, и минимальный радиус кривизны на конце выреза вдоль этого направления [11]. Следовательно, допустимо контур ЭР с гиперболической траекторией на конце большой полуоси $a' = a(t)$ заменить эллиптическим контуром с такой же полуосью и радиусом кривизны на конце $r'(t)$, равным таковому для соответствующей гиперболы. Тогда, учитывая для элементарного поля внутри эллипса уравнения (6.11), найдем выражение для величины пластической деформации вдоль оси нагружения внутри действительного ЭР

$$d\varepsilon_y^p = (y'/y)\,[1 + 2(a'/r')^{1/2}]d\sigma/E, \qquad (6.15)$$

где x, y и x, y' — координаты соответствующих точек на действительном и замененном контурах. Интегрирование (6.15) по переменной t с учетом того, что $a' = a_0 - [(a_0^2 - a^2)t(2-t)]^{1/2}$, определит вклады в пластическую деформацию ЭР, пересекающих прямую BB'. Очевидно, что внутри области, ограниченной контуром, касающимся прямой BB' в точке x_0 (см. рис. 6.4), этот вклад суммируется с компонентой (6.8). Профили вдоль оси $0x$ компоненты ε_y^p для различных значений β приведены на рис. 6.5, *а*. Видно, что при малых значениях β происходит плавное уменьшение ε_y^p по мере приближения к стыку. С увеличением β на профиле появляется и развивается максимум, все более смещающийся к стыку.

На рис. 6.6, *а* и *б* изображены пространственные распределения пластической деформации вблизи стыка при соответственно малом и большом значениях β. В последнем случае практически весь объем зерна занимает однородное поле пластической деформации. Дальнейшее увеличение β уже слабо влияет на средний уровень пластической деформации внутри зерна. Однако в окрестности стыка при этом происходит резкое увеличение степени пластической деформации (см. рис. 6.5, *в*).

К сожалению, количественных экспериментальных данных о распределении пластической деформации в отдельном зерне поликристалла на стадии зарождения полосы Людерса пока нет. Это не позволяет определить конкретное значение параметра β, характеризующего степень неоднородности распределения пластической деформации для данного материала. Однако устранить некоторый произвол при этом может анализ напряженного состояния материала в окрестности тройного стыка зерен.

Расчет вклада в поле напряжений от элементарных полей ЭР эллиптической формы дается в разд. 6.4. В данном случае для компоненты σ_y вдоль оси $0x$ в интервале $0 < x < x_0$ он равен:

$$\sigma_y/\sigma = b^2(x/a)^{\beta+1}/(a-b)^2 + \int\limits_{1-x/a}^{1} ((1-t)^{\beta}(\beta+1)ax \times$$
$$\times \{1 - b/(a-b) + b^2(1-t)^2/[x^2-(1-t)^2(a^2-b^2)]\}/$$
$$/[x^2-(1-t)^2(a^2-b^2)]^{1/2})dt/(a-b). \qquad (6.16)$$

При $x > x_0$. в первом слагаемом и в нижнем пределе интегрирования вместо x необходимо поставить x_0. Для вклада от ЭР с гиперболической формой на конце большой полуоси, т.е. пересекающих прямую BB' (см. рис. 6.4), воспользуемся приближением, указанным выше, касающимся замены действительной формы контуров контурами правильной эллиптической формы. Это не должно существенно повлиять по крайней мере на концентрацию напряжений в окрестности стыка A. Соответствующие замены в выражении (6.7) и интегрирование приведут к следующему выражению:

$$\sigma_y/\sigma = \int\limits_{a_0-x}^{a_0-x_0} (z(\beta+1)\,[1-z^2/(a_0^2-a^2)]^{(\beta-1)/2}\{3z(a_0-z) +$$
$$+ x(a_0-z)[a_0 - z - 2\sqrt{3(a_0-z)z}\,]/\sqrt{x^2-4z^2+5a_0z-a_0^2}\}/$$
$$/(a_0^2-a^2)/[a_0-z-\sqrt{3(a_0-z)z}\,]^2)dz +$$
$$+ \int\limits_{a_0-x}^{a_0-x_0} 3(\beta+1)(a_0-z)^2xz^2([1-z^2/(a_0^2-a^2)]^{(\beta-1)/2}/$$

$$/(x^2 - 4z^2 + 5a_0 z - a_0^2)^{3/2} / [a_0 - z - \sqrt{3(a_0 - z)z}\,]/(a_0^2 - a^2)dz,$$

$$x_0 < x < a_o, \qquad (6.17)$$

где $z = a'$. При $x > a_0$ нижний предел интегрирования равен нулю.

Профили компоненты σ_y вдоль оси $0x$ для разных значений β изображены на рис. 6.5, *б*. Видно, что напряжение начиная от нулевого значения проходит через максимум вблизи стыка, затем падает, асимптотически приближаясь к уровню внешнего приложенного напряжения. В теле зерна всегда можно выделить область, где уровень σ_y ниже σ. С ростом градиентов (параметра β) концентрация напряжения в окрестности стыка растет.

Максимум σ_y все ближе смещается к стыку. Область с $\sigma_y < \sigma$ расширяется. При сильных градиентах концентрация напряжения σ_y может на порядок и более превысить внешнее приложенное напряжение σ (см. рис. 6.5, *г*).

Момент зарождения полосы Людерса будет соответствовать ситуации, когда в приграничной зоне с высокой концентрацией упругой энергии срабатывает определенный механизм пластической деформации. Разумно предположить, что это происходит при конкретном напряженно-деформированном состоянии материала в окрестности концентратора. Зададим основные характеристики данного состояния критическими величинами: напряжением $\sigma_y^{\text{кр}}$ и градиентом $g_y^{\text{кр}}$ в точке стыка A вдоль оси $0x$. Тем самым предполагается независимость критических величин от размера зерен поликристалла. С помощью уравнений (6.16) и (6.17) для максимального значения σ_y можно найти коэффициент концентрации напряжения $k(\beta)$. Тогда согласно определению напряжение зарождения полосы Людерса

$$\sigma^* = \sigma_y^{\text{кр}}/k(\beta). \qquad (6.18)$$

Из рис. 6.5, *г* видно, что коэффициент концентрации увеличивается с ростом β. При этом в силу (6.18) напряжение зарождения полосы Людерса падает.

Очевидно, что при постоянном значении β с увеличением размера зерна будут уменьшаться градиенты полей по закону обратной пропорциональности. Поэтому, чтобы выполнить условие постоянства критического градиента напряжений, необходимо уменьшение градиента компенсировать за счет соответствующего увеличения параметра β, и наоборот. На рис. 6.7 приведена зависимость относительной величины $\sigma_y^*/\sigma_y^{\text{кр}}$ от размера зерна-зародыша d. Для определенности безразмерному значению $d = 1$ поставили в соответствие значение $\beta = 0$. Размерам зерна, меньшим единицы, соответствовали отрицательные значения β. Видно, что уменьшение размера зерна обусловливает увеличение напряжения зарождения полосы Людерса. При $d < 1$ происходит асимптотическое стремление σ к величине $\sigma_y^{\text{кр}}$. В широком

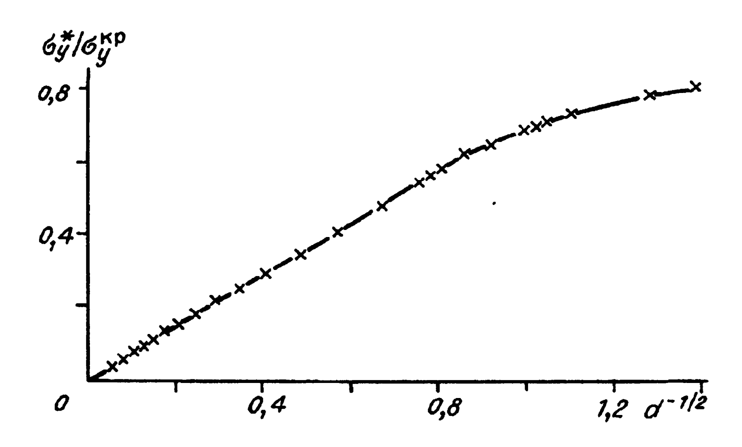


Рис. 6.7. Зависимость напряжения зарождения полосы Людерса от размера зерен поликристалла.

интервале вариаций $\infty < d < 1$ зависимость σ^* от $d^{-1/2}$ подчиняется практически линейному закону, известному как уравнение Холла — Петча:

$$\sigma = \sigma_0 + Kd^{-1/2}. \qquad (6.19)$$

Экстраполяция линейной зависимости (6.19) на бесконечно большой размер зерна в нашем случае (см. рис. 6.7) соответствует нулевому значению параметра σ, поскольку мы при анализе не учитывали вклад, связанный с наличием в общем случае однородного поля напряжения σ_0. Другими словами, мы анализировали величину $\sigma - \sigma_0$. Параметр K в уравнении Холла—Петча в отличие от параметра σ_0 характеризует вклад в деформационное упрочнение неоднородного поля напряжений, т.е. вклад градиентов пластической деформации.

Экспериментальная проверка зависимости напряжения течения от размера зерен в довольно широком диапазоне подтверждает справедливость закона Холла — Петча. Обнаружено также, что для мелкозернистых поликристаллов с размером зерен $d < 1$ мкм он нарушается [12]. При этом отклонение от линейной зависимости качественно согласуется с теоретическими предсказаниями рассматриваемой модели. Следовательно, существует серьезное основание утверждать, что физические причины, положенные в основу модели, действуют на любой стадии неоднородного пластического течения.

Таким образом, с позиции мезомеханики наблюдаемая в экспериментах зависимость механических свойств поликристаллов от размера зерен объясняется следствием влияния градиентов пластической деформации. В связи с этим внимание экспериментаторов следует сосредоточить на получении сведений о распределении пластической

деформации в локальных объемах мезоскопического масштаба на разных этапах нагружения структурно-неоднородных материалов.

С другой стороны, информацию об упругопластическом состоянии неоднородного материала могут дать тестированные испытания механических свойств при вариации в широком диапазоне характерного размера структурных элементов данного материала. Например, по экспериментальной кривой $\sigma^* = f(d^{-1/2})$ можно с определенной степенью точности зафиксировать момент отклонения от линейного закона. Согласно данным теоретического расчета (см. рис. 6.7), соответствующее этому моменту внешнее напряжение составляет величину порядка $\sigma^* = \sigma_0 + 0,6(\sigma_y^{кр} - \sigma_0)$. Отсюда определяется локальное критическое напряжение $\sigma_y^{кр}$, при котором срабатывает механизм вовлечения в пластическую деформацию зерен, не выходящих на край поликристалла. Далее экспериментальную кривую можно представить в таком масштабе, чтобы она совпала с кривой на рис. 6.7, рассчитанной теоретически. Тем самым каждому конкретному реальному размеру зерна будет соответствовать определенное значение параметра β. Следовательно, по экспериментальным характеристикам материала σ^*, σ_0, d и K однозначно находятся теоретические величины $\sigma^{кр}$, β и g, необходимые для определения упругопластического состояния в окрестности микроконцентратора. К сожалению, пока экспериментальных данных, существующих для этого, недостаточно. Известно только, что напряжение зарождения полосы Людерса зависит от размера зерен, и в пределах ошибки эксперимента в диапазоне размера зерен $10 < d < 100$ мкм данную зависимость можно аппроксимировать уравнением Холла — Петча [13].

6.6. Влияние взаимодействия полос локализованной пластической деформации на концентрацию напряжений

Полоса локализованной пластической деформации определяет протяженную узкую область на поверхности материала, где интенсивно протекали процессы релаксации напряжений. На микроуровне — это пачки скольжения, на мезоуровне — прямолинейные полосы дисклинационного типа, а на макроуровне — незавершенные полосы Людерса в начальный момент нагружения или полосовые структуры, формирующиеся при взаимодействии мезодефектов перед началом разрушения. В связи с этим представляет несомненный интерес анализ качественной картины изменения неоднородного поля напряжения при взаимодействии полосовых дефектов на любом структурном уровне пластической деформации.

Сначала приведем пример оригинального решения, полученного методом ЭР, для случая полубесконечной полосы локализованной пластической деформации в плоскости при растяжении [10]. Пусть такая полоса шириной $2a$ расположена перпендикулярно оси растяжения

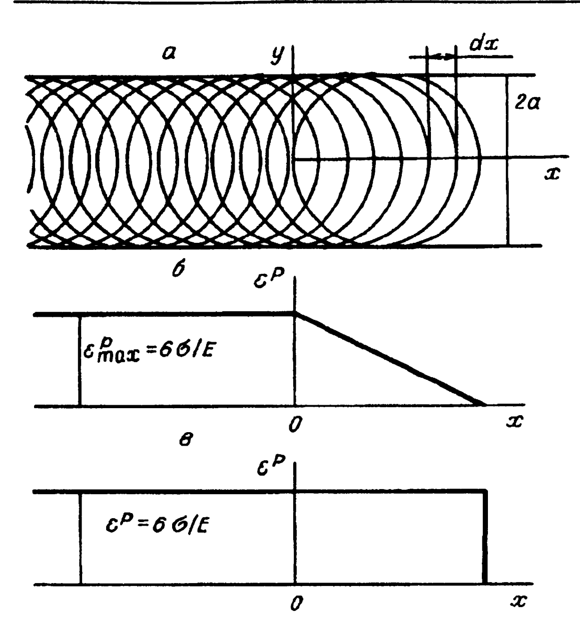


Рис. 6.8. Равномерное распределение ЭР круговой формы в полубесконечной полосе (*а*), распределение пластической деформации ε_y вдоль полосы в случаях, когда величина релаксации для каждого ЭР в распределении $d\sigma = \sigma dx/2a$ (*б*) и однородное поле пластической деформации в полосе (*в*).

(рис. 6.8, *а*). Опишем ее равномерным распределением ЭР в форме круга диаметром $d = 2a$. Известное решение для плоскости с круговым вырезом [9] дает для компоненты $d\sigma_y$ элементарного поля напряжений вне ЭР выражение

$$d\sigma_y = d\sigma'\{1 + (a/r)^2[1 + 3(a/r)^2]/2\}, \tag{6.20}$$

где $r = x - a + l$, l — расстояние центра ЭР от начала координат. При этом внутри круга возникает поле пластической деформации с компонентой $d\varepsilon_y^p = 3d\sigma/E$ согласно выражению (6.11). Равномерное расположение таких ЭР вдоль оси $0x$ на расстоянии dx друг от друга формирует полосу пластической деформации, пространственное распределение компоненты ε_y^p которой изображено на рис. 6.9, *а*. Профиль данной компоненты вдоль оси $0x$ представлен на рис. 6.8, *б*. Для вычисления результирующего поля напряжений удобно интегрировать элементарные поля внутренних напряжений ЭР, которые легко получить, исключив, например, в нашем случае единицу в фигурных скобках выражения (6.20) и представив $d\sigma'$ в виде σdt, где переменная t выбирает конкретный ЭР в распределении в промежутке $-\infty < x < 2a$ (см. рис. 6.8, *а*).

Профиль напряжения σ_y в результате интегрирования такого выражения по данной переменной от нуля до бесконечности в совокупности с внешним напряжением σ приведен на рис. 6.10, *б*. Если теперь взять два решения (одно — для полосы с закруглением на конце радиусом a_l при внешнем напряжении σ_l и другое — для полосы с параметрами

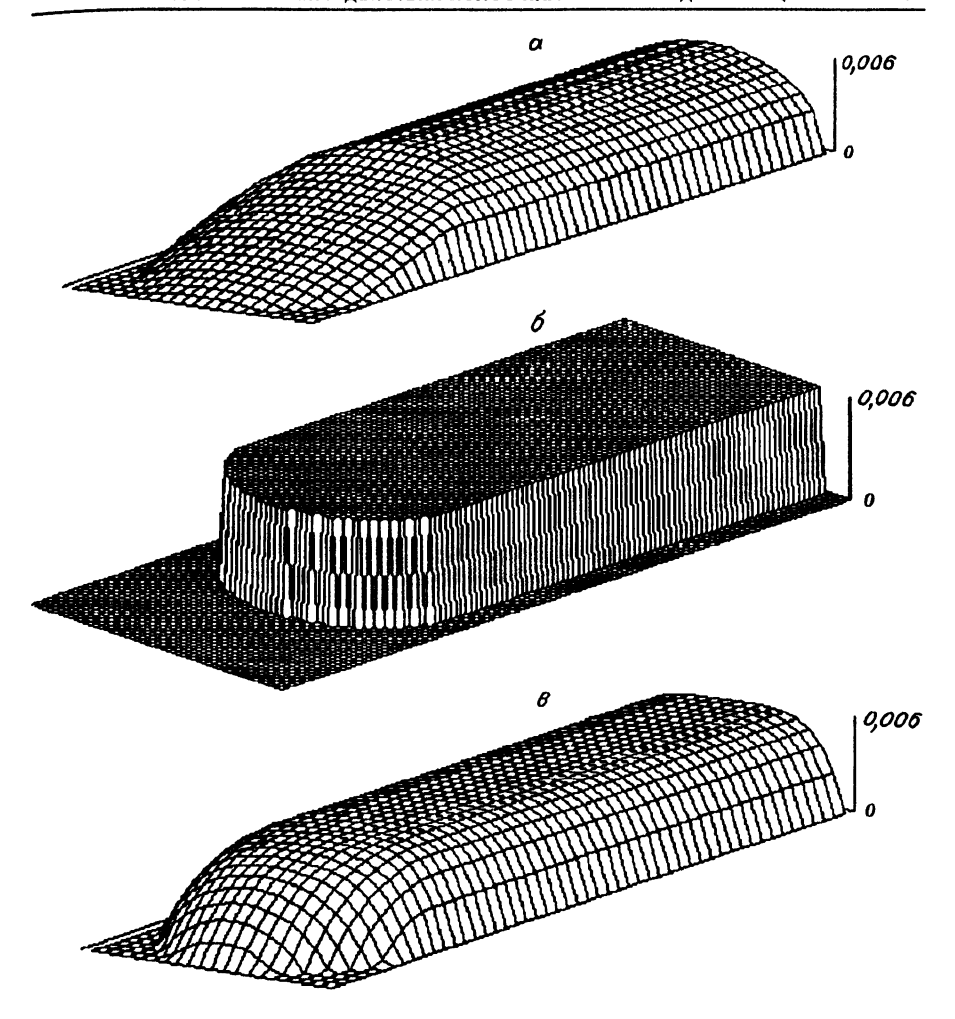


Рис. 6.9. Примеры различных распределений пластической деформации ε_y, локализованной в полосе ($\sigma/E = 1 \cdot 10^{-3}$). Пояснения см. в тексте.

соответственно a_2 и $\sigma_2 = a_2\sigma_1/a_1$) и вычесть из первого решения второе, совместив оси координат, а затем совершить предельный переход при $a_2 \to a_1$ и условия $\sigma_2 - \sigma_1 = \sigma$ до совпадения полос по контуру, то получится полоса однородной пластической деформации (см. рис. 6.9, *б*).

На рис. 6.10, *а* показан профиль напряжения σ_y такой полосы вдоль оси $0x$. Поведение этой компоненты в интервале $-\infty < x < 0$ и вне полосы качественно аналогично предыдущему (см. рис. 6.10, *б*). Отличие наблюдается в том, что на контуре полосы имеет место скачок

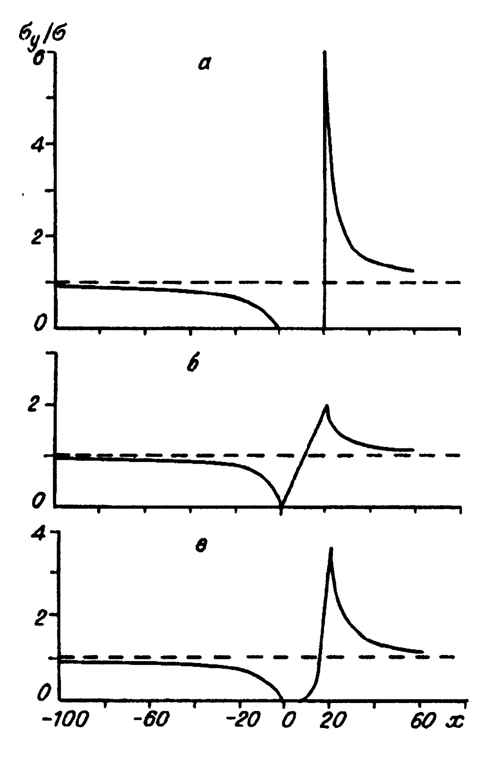


Рис. 6.10. Профили напряжения σ_y вдоль полосы пластической деформации.
$\beta = \infty$ (*а*), 0 (*б*), 4 (*в*).

напряжений. В интервале $0 < x < 2a$ напряжения равны нулю. Концентрация напряжения на конце такой полосы в 6 раз превышает внешнее приложенное напряжение, что в 2 раза выше, чем для круговой области при полной релаксации напряжений в ней. В соответствии с этим пластическая деформация в полосе будет в 2 раза больше. Рассмотренный вариант полосы удобно использовать уже как новый элемент релаксации. В отличие от ЭР эллиптической формы однородное поле пластической деформации в полосе не приводит к полной релаксации напряжений в ней. Полная релаксация наблюдается лишь в круговой области на конце полосы. По мере удаления от нее напряжения в полосе растут, асимптотически приближаясь к величине внешнего напряжения снизу (см. рис. 6.10, *а*).

С помощью данного ЭР нетрудно получить общий случай полубесконечной полосы с регулируемыми градиентами у контура, как это было проделано с ЭР в форме эллипса. Для этого достаточно рассмотреть распределение вложенных друг в друга ЭР в форме полубесконечных полос с полукруглыми концами (рис. 6.11, *а*). На рис. 6.9, *в* представлено пространственное распределение пластической деформации в полосе, когда закон релаксации внутри ЭР задается уравнением (6.7) при $\beta = 4$. Профиль ε_y^p вдоль оси $0x$ изображен на рис. 11, *б*. Соответствующее распределение напряжения σ_y приведено на рис. 6.10, *в*. Видно, что разрывы полей на контуре отсутствуют. С ростом параметра β, естественно, увеличиваются градиенты перед границей пластической области. Нетрудно перейти к случаю для конечной полосы локализованной пластической деформации.

Анализ показывает, что если полоса, нормальная оси растяжения, пересечет все поперечное сечение образца, то его исходное напряженное состояние восстановится, хотя за счет пластической деформации в полосе образец удлинится на определенную величину. Данный пример

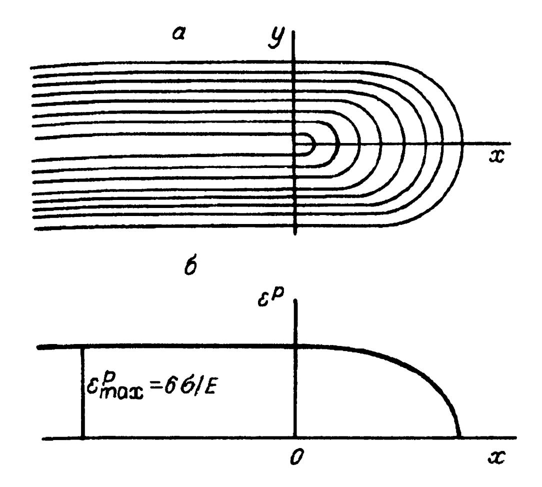


Рис. 6.11. Представление распределения ЭР в виде семейства полубесконечных полос (*а*) и пример распределения компоненты ε_y вдоль оси $0x$ от этого семейства (*б*) в полосе локализованной пластической деформации ($\beta = 4$).

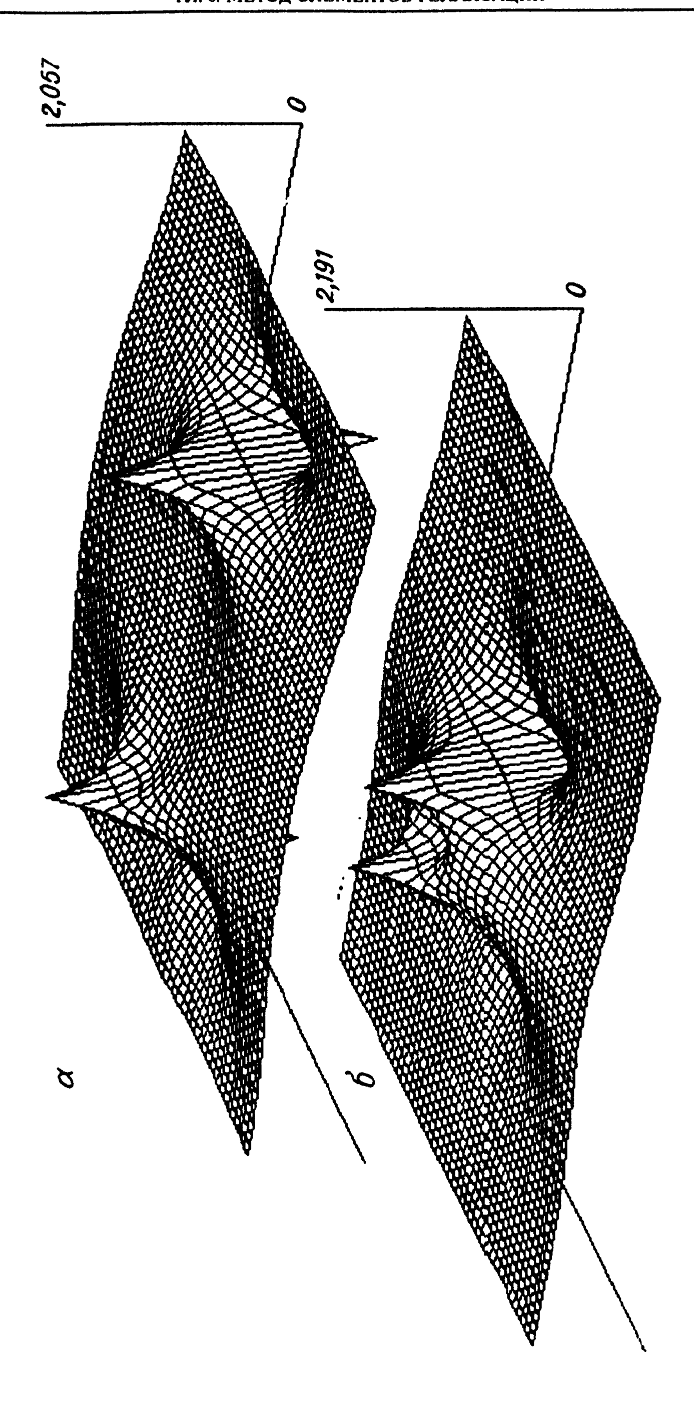
свидетельствует о том, что метод ЭР автоматически учитывает эффекты деформационного упрочнения.

Наконец рассмотрим взаимодействие двух полубесконечных полос, движущихся навстречу друг другу вдоль прямой, нормальной оси растяжения (рис. 6.12). Для конкретности определим в данных полосах распределение пластической деформации согласно приведенному на рис. 6.9, *а*. В таком случае пространственное распределение для компонент тензора напряжений выражается простыми аналитическими формулами. Например, в системе координат на рис. 6.8, *а* вне круговой области на конце полосы при $x > 0$, где $r^2 = (a - x)^2 + y^2 > a^2$,

$$\sigma_y = -0{,}5\sigma a(a - x)[1 - (a^2 + 4y^2)/r^2 + 4a^2y^2/r^4]/r^2 + \sigma. \quad (6.21)$$

Мы учитываем только градиентную часть поля напряжения, отбрасывая тривиальную добавку от возникающего при суперпозиции однородного поля напряжения.

На рис. 6.12 приведена последовательность изменения неоднородного распределения компоненты σ_y по мере приближения полос навстречу друг к другу. Из рис. 6.12, *а* видно существенное возмущение поля напряжения на конце каждой полосы локализованной пластической деформации. Внутри полосы у конца наблюдается область пониженных напряжений. Вне полосы у конца, наоборот, возникает концентрация напряжений, максимум которой приходится как раз на конец полосы. По мере сближения полос максимум растет (см. рис. 6.12, *б*). При этом в упругодеформирующемся промежутке между максимумами формируется локальная область, где в целом напряжения существенно выше внешнеприложенного. Эту область можно рассматривать как концентратор более высокого масштабного уровня, под действием которого в принципе могут формироваться соответствующие этому уровню новые дефекты, способные релаксировать напряжения


2,057
0
2,191
0
а
б

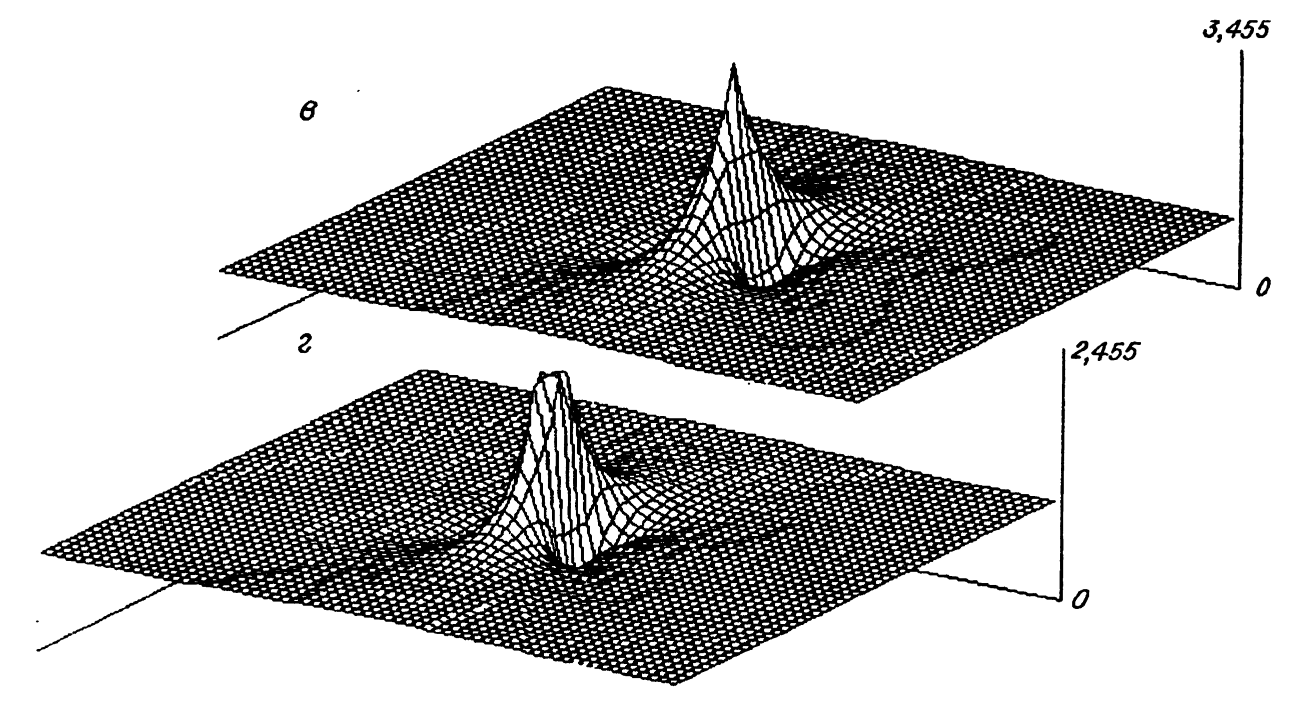
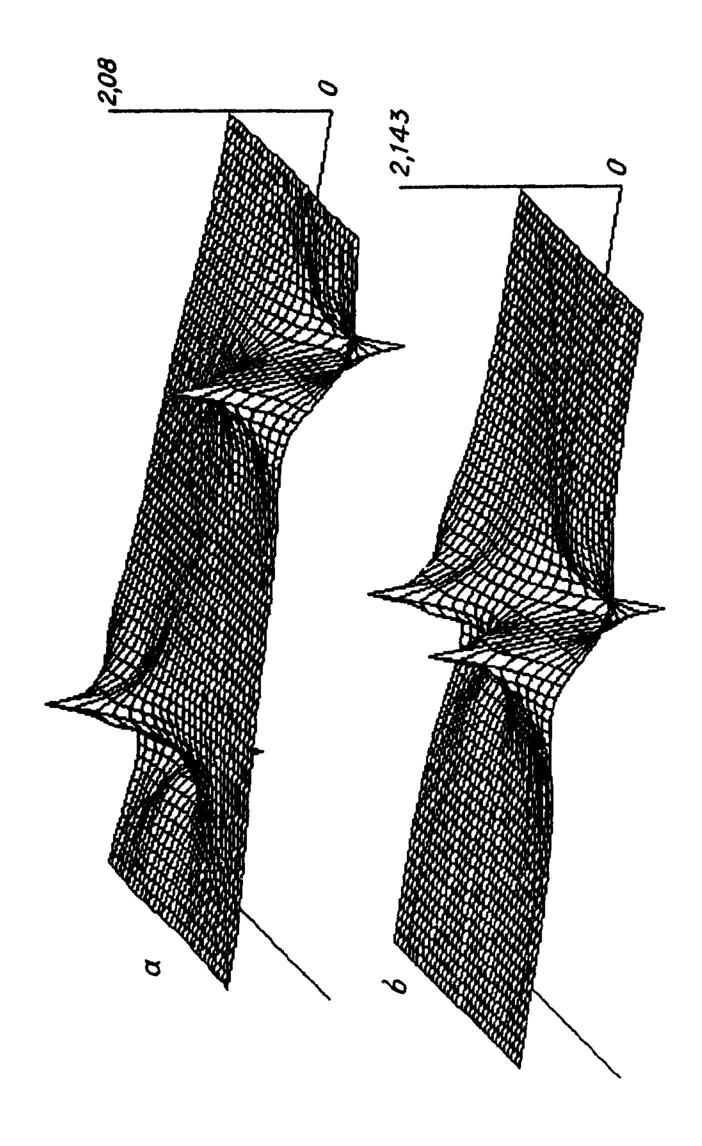


Рис. 6.12. Взаимодействие встречных полос локализованной пластической деформации, движущихся вдоль одной прямой.


2,08
0
2,143
0
а
б

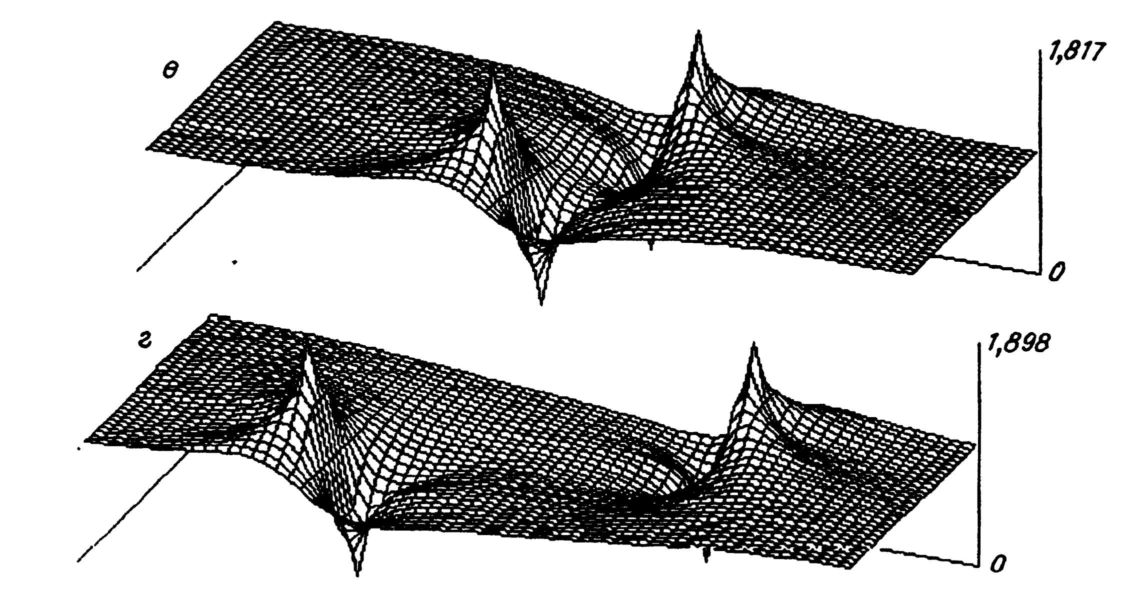


Рис. 6.13. Взаимодействие встречных полос локализованной пластической деформации, движущихся без пересечения по параллельным прямым.

подобного концентратора. В момент соприкосновения полос (см. рис. 6.12, *в*) максимум концентрации в несколько раз превышает внешнее напряжение. Слияние полос приводит к быстрому уменьшению концентрации (рис. 6.12, *г*) и наконец к полному выравниванию градиентов напряжения.

Если сближение полос происходит вдоль параллельных прямых на небольшом расстоянии друг от друга, исключающем соприкосновение полос, то вначале разыгрывается ситуация, подобная прежней (рис. 6.13, *а*): происходит солитонное сближение локальных областей возмущения. В момент начала прохождения полос друг возле друга снова возникает локальная область повышенной концентрации напряжений (см. рис. 6.13, *б*). Однако в отличие от прежнего поле возмущения явно несимметричное. Это свидетельствует о вихревом характере поля упругих смещений точек сплошной среды. Следовательно, компенсация этих смещений при релаксации напряжений будет невозможна без участия ротационных мод пластической деформации. Дальнейшее продвижение полос друг возле друга сначала усиливает этот эффект (см. рис. 6.13, *в*), а затем, уже на достаточном расстоянии, локальные области возмущения на концах полос будут удаляться друг от друга солитонным образом, не чувствуя взаимного влияния полос (см. рис. 6.13, *г*).

Проанализируем теперь случай взаимодействия полосы локализованной пластической деформации с краем полуплоскости. Решение такой задачи связано с известными приемами, позволяющими убрать касательные и нормальные напряжения вдоль определенной прямой в бесконечной плоскости (см., например, [14, с. 162]). В нашем случае на первом этапе рассматривается неограниченная область, включающая две полосы локализованной пластической деформации, расположенные вдоль одной прямой симметрично относительно линии, нормальной к данной прямой и ориентированной вдоль оси растяжения. В силу симметрии касательные напряжения вдоль этой линии отсутствуют. Данную линию можно представить как край полуплоскости, на котором действует непрерывное распределение нормальных напряжений σ_n. Влияние этих напряжений на компоненту σ_y в полуплоскости описывается интегральным уравнением

$$\sigma_y^* = 2(l - x) \int_0^\infty \{(t - y)^2 / [(t - y)^2 + (l - x)^2]^2 + (t - y)^2 / [(t - y)^2 + (l - x)^2]^2\} \sigma_n dt/\pi. \qquad (6.21)$$

Здесь l — расстояние от конца полосы до края полуплоскости.

На рис. 6.14 приведена последовательность изменения поля напряжения σ_y по мере приближения полосы локализованной пластической деформации к краю полуплоскости. Видно, что прямо по курсу движения полосы на краю полуплоскости все резче выделяется локальный участок пониженных растягивающих напряжений (рис. 6.14, *а, б*). В то

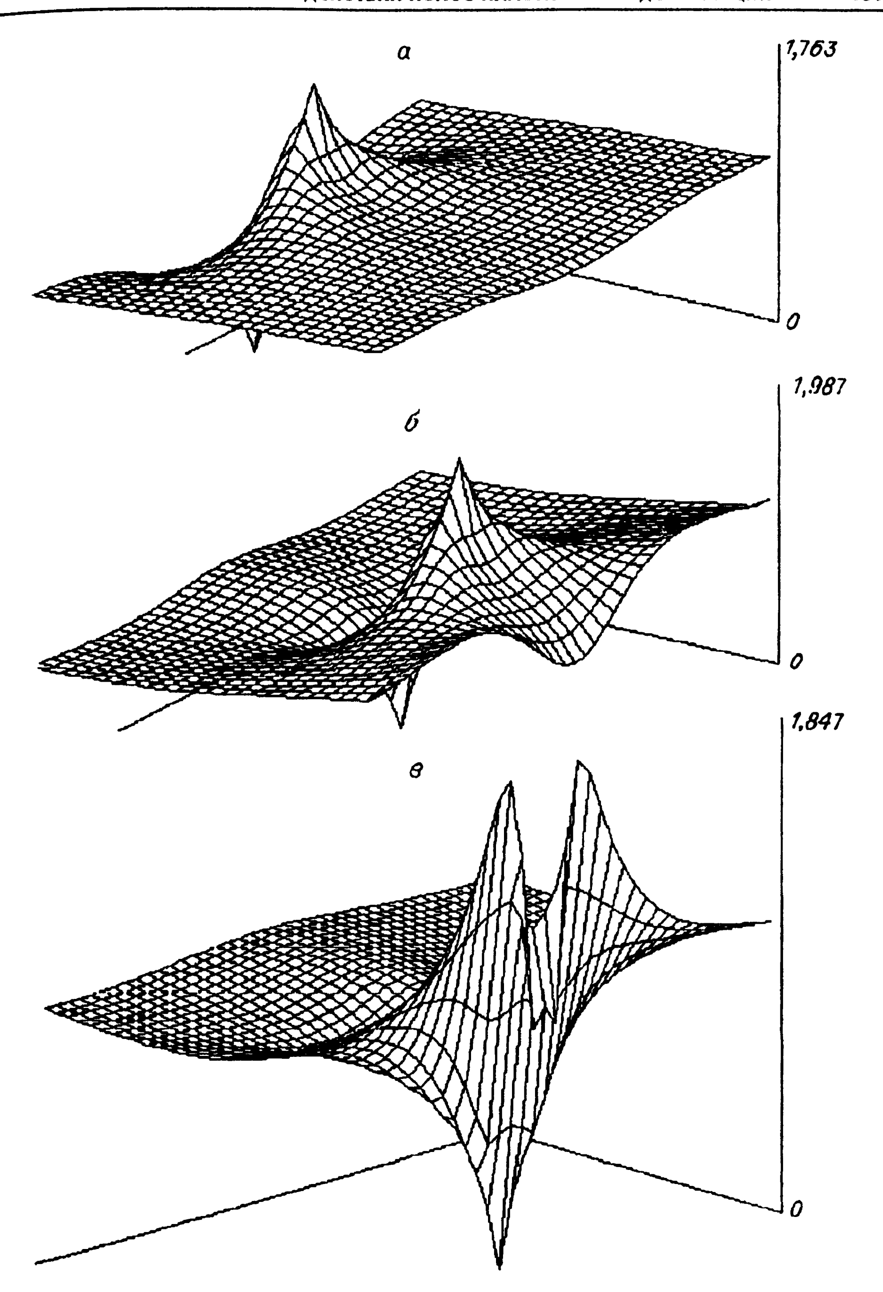


Рис. 6.14. Влияние полосы локализованной пластической деформации на распределение растягивающих напряжений у края полуплоскости.

же время на некотором расстоянии от минимума с двух сторон симметрично формируются локальные максимумы от напряжений, повышенных по сравнению с внешним приложенным (см. рис. 6.14, *б*, *в*). Таким образом, приближение полосы локализованной пластической деформации к краю плоского образца способствует зарождению новых полос на краю на определенном расстоянии от приближающейся полосы и практически уничтожает вероятность зарождения встречной. Этот эффект может стать причиной периодического чередования пачек скольжения в монокристаллах или полос Людерса в поликристаллах некоторых сплавов.

* * *

Проведенный анализ показывает, что метод элементов релаксации позволяет в принципе строить неоднородные поля пластической деформации с сильными градиентами без нарушения условия совместности во всем объеме твердого тела. При этом реализуются варианты неоднородных полей на разных масштабных уровнях, корректно согласованные с действием приложенных к внешней поверхности сил. Достоинством метода является то, что при построении определенного распределения ЭР автоматически учитывается их взаимовлияние, так как напряжения от любого из них распространяются на весь объем твердого тела. Для локальных очагов пластической деформации простой конфигурации получаются удобные аналитические выражения. В ступенчатом варианте МЭР по эффективности машинного счета не уступает известным методам расчета напряжений и деформаций (МКЭ, МГЭ и т.п.). Кроме того, некоторые варианты непрерывного распределения ЭР, для которых получено точное аналитическое решение, позволяют находить решение для ЭР новой конфигурации. Так, комбинацией распределений ЭР круговой формы было получено решение для ЭР в форме полосы однородной пластической деформации.

Представленный метод расширяет возможность по экспериментальным данным анализировать и проверять действие тех или иных механизмов, ответственных за возникновение и развитие пластического течения в локальных объемах соответствующего масштаба. В частности, на примере континуальной модели зарождения полосы Людерса показано, что специфические особенности диаграмм нагружения реальных поликристаллов невозможно объяснить без учета градиентов пластической деформации в локальных объемах и геометрии элементов структуры материала. На микроконцентраторах в структурно-неоднородных материалах концентрация напряжений может на порядок превышать внешнее приложенное напряжение. Предсказания модели хорошо согласуются с типичными закономерностями, наблюдаемыми в экспериментах:

— в широком диапазоне размеров зерен напряжение течения подчиняется закону Холла — Петча [15];

— средняя степень пластической деформации в зерне увеличивается по мере уменьшения размера зерен [16];

— в крупнозернистых поликристаллах пластическая деформация у стыков зерен существенно превышает таковую в теле зерна [17].

На примере полос локализованной пластической деформации продемонстрировано солитонное распространение локальных областей сильного возмущения поля напряжений. Взаимодействие полос приводит к образованию концентраторов более высокого масштабного уровня и способствует реализации вихревых структур при пластической деформации. Механизм периодического чередования пачек скольжения в монокристаллах и полос Людерса в поликристаллах обусловлен эффектом возникновения локальных концентраций напряжения на краю образца вблизи выхода на свободную поверхность полосы локализованной пластической деформации.

6 Заказ № 263

Глава 7

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ КАРТИН ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

7.1. Состояние проблемы

Несмотря на продолжающиеся в течение нескольких десятилетий детальные исследования пластической деформации моно- и поликристаллических металлов и сплавов, проводящиеся на все более высоком методическом уровне и со все более широким охватом применяемых материалов, проблема пластического течения все еще далека от своего окончательного разрешения. Обнаружение новых подробностей, проявляющихся на различных стадиях деформирования, не позволяет достаточно ясно сформулировать основные законы пластического течения даже не в универсальном, а специфическом для каждого класса деформируемых сред виде. В последние годы все более ощущается недостаточность традиционных подходов к этой области физики и механики деформируемого твердого тела.

В середине 80-х годов, применив для анализа пластической деформации твердых тел методику спекл-интерферометрии, удалось получить принципиально новые сведения о кинетике процессов пластического формоизменения в некоторых материалах [1—5]. Результаты этих экспериментов показали, что пластическая деформация практически с самого начала протекает неоднородно и локализуется в отдельных зонах, положение которых с течением времени может меняться. Довольно часто в изменении во времени пространственно-временных картин распределения компонент тензора пластической дисторсии наблюдается определенная упорядоченность, что дало основания высказать предположение о волновом характере распространения пластической деформации [2] и ввести для описания данного процесса обычные характеристики волны: длину, скорость распространения и частоту колебаний. Качественно природа таких волн представлялась достаточно ясной: их основой являлись элементарные релаксационные акты пластического течения, часто выражающиеся в форме скачкообразной деформации [6, 7].

Однако характер пространственно-временной неоднородности при пластической деформации оказался не таким простым, как казалось вначале. Например, при испытаниях металлических стекол [8, 9] или

конструкционных сталей [10], а также некоторых других материалов, практически не удается наблюдать регулярную пространственно-временную составляющую в распределениях сдвигов или локальных поворотов. Не во всех изученных случаях обнаружено перемещение сформировавшихся очагов деформации вдоль оси растяжения. Наконец, очень важно, что даже установившаяся волновая картина на определенных этапах своего развития распадается, превращаясь в хаотическое распределение очагов деформации. Создавшаяся ситуация потребовала для своего разрешения, с одной стороны, повышения точности методики измерения параметров пластической деформации, а с другой — использования в качестве объектов исследования материалов с подробной аттестацией структуры, в особенности таких, как монокристаллы, в которых отсутствует случайный фактор, связанный с колебаниями размера и формы кристаллов.

7.2. О применении методики спекл-интерферометрии к проблеме анализа пластичности

Основные идеи метода спекл-интерферометрии достаточно подробно изложены в руководствах [11—13] и здесь обсуждаться не будут. Укажем только на то, что с помощью данного метода могут быть измерены векторы смещений отдельных точек, лежащие в плоскости, нормальной направлению наблюдения. Обычно эта методика используется для измерений в области упругих деформаций, где смещения малы; в случае пластической деформации необходимо пошаговое измерение, когда конец предыдущей стадии служит началом последующей. Так можно последовательно зафиксировать поведение векторов смещения по всей кривой течения и получить данные о кинетике всех этапов процесса — от упругого деформирования до разрушения образца. Далее с помощью численного дифференцирования могут быть найдены все компоненты тензора пластической дисторсии — локальная продольная деформация ε_{xx}, локальный сдвиг ε_{xy} и локальный поворот ω_z для случая плоского напряженного состояния.

Данные, обсуждавшиеся ранее в работах [1—5, 8—10], получены с помощью ручного сканирования спеклограмм и прямого измерения расстояния между интерференционными полосами, возникающими при просвечивании изображения узким лазерным лучом [1, 2]. Такой вариант методики не обеспечивает достаточной точности измерений, и к тому же опасно большими могут оказаться субъективные ошибки, связанные с особенностями зрения различных операторов. Для избежания подобных неточностей потребовалась разработка специализированного измерительного комплекса с высокой степенью автоматизации процесса измерения и вычислений [14].

Автоматизация на стадии расшифровки двухэкспозиционных спеклограмм [1, 2] достигалась с помощью получения телевизионного изображения интерференционных полос, введения их в компьютер и

измерения расстояния между ними и их угла наклона к оси растяжения, причем эти операции могли совершаться как в автоматическом, так и в ручном режимах. Последовательность измерений с помощью автоматизированного комплекса была такой. Спеклограмма устанавливалась на микроподвижный столик с дистанционным управлением. Столик позволял перемещать спеклограмму в двух взаимно перпендикулярных направлениях x и y в пределах 100 мм с минимальным шагом 14 мкм и ошибкой позиционирования 0,5 %. Перемещение осуществлялось двумя миниатюрными шаговыми двигателями, управляемыми компьютером IBM PC/AT-286 с помощью встроенного интерфейса. Возникающая при просвечивании спеклограммы узким ($\leq$ 1 мм) лучом лазера интерференционная картина полос Юнга [12] формировалась на полупрозрачном экране, за которым была расположена видеокамера. Еще один встроенный интерфейс производил оцифровку телевизионного сигнала и осуществлял программно-управляемый ввод данных в компьютер. Далее последовательно производились операции: измерение шага и наклона полос, перемещение спеклограммы в новое положение, повторное вычисление шага и наклона и т.д. После окончания процесса обмера компьютер вычислял компоненты тензора пластической дисторсии и представлял результаты вычислений на дисплее или в виде твердой копии.

При разработке комплекса попутно были решены вспомогательные задачи, связанные с цифровой обработкой и анализом изображений [15]. Все это повысило быстродействие исследовательской установки и расширило возможности получения надежных и воспроизводимых экспериментальных данных. Для дальнейшего изложения существенны сведения о точности измерений вектора смещения и компонент тензора дисторсии, которые достигаются при использовании лазера с длиной волны 632,8 нм, фотоматериала с разрешающей способностью не менее 3000 мм$^{-1}$ и телекамеры КТП-52 (видикон). В таких условиях точность измерения вектора смещения $\sim$ 0,1 мкм, а точность вычисления по этим данным величин компонент тензора дисторсии $\sim 10^{-4}$ при числе точек измерения 5000.

Указанная точность обеспечивается компьютером со следующими параметрами:

Оперативная память	не менее 530 кбайт
Тип дисплея	VGA, EGA, SVGA
Дисковое пространство	300 кбайт
Операционная система	MS-DOS 3,3 и выше
Центральный процессор	8286 или 8386

Достигаемая с помощью разработанного комплекса точность вполне достаточна для анализа пространственно-временной неоднородности процесса пластической деформации, поскольку размах распределений компонент тензора пластической дисторсии, обычно наблюдаемый в экспериментах, примерно на порядок больше указанной выше точности измерения.

7.3. Основные закономерности картин деформации

В ходе многочисленных экспериментов по изучению распределения вдоль оси растяжения сдвиговой $\varepsilon_{xy}(x)$ и поворотной $\omega_z(x)$ компонент тензора пластической дисторсии, а также их эволюции во времени удалось установить взаимосвязь между типом наблюдаемых зависимостей и формой кривой пластического течения (кривая $\sigma - \varepsilon$). Можно выделить два варианта наблюдаемых распределений. Если кривая $\sigma - \varepsilon$ имеет участки с малым или нулевым значением коэффициента деформационного упрочнения $d\sigma/d\varepsilon$ (площадка текучести или легкое скольжение), то наблюдаемая картина существенно отлична от той, которая возникает в материалах с параболической кривой пластического течения. Рассмотрим эти закономерности последовательно.

В качестве материалов, относящихся к первой группе, были использованы низкоуглеродистая сталь 10Г2Ф и сплав Ni_3Mn* в упорядоченном состоянии. Оба эти материала при пластическом течении обнаруживают, как известно [16, 17], площадку текучести. Монокристаллы сплава Cu — Ni — Sn имеют кривую течения, аналогичную трехстадийной кривой, характерной для монокристаллов Cu [18], т.е. имеют стадию легкого скольжения**.

Оказалось, что во всех трех случаях наблюдаются качественно и количественно подобные картины, которые приведены на рис. 7.1—7.3. Для указанных ситуаций характерно, что вдоль оси растяжения от неподвижного захвата испытательной машины к подвижному

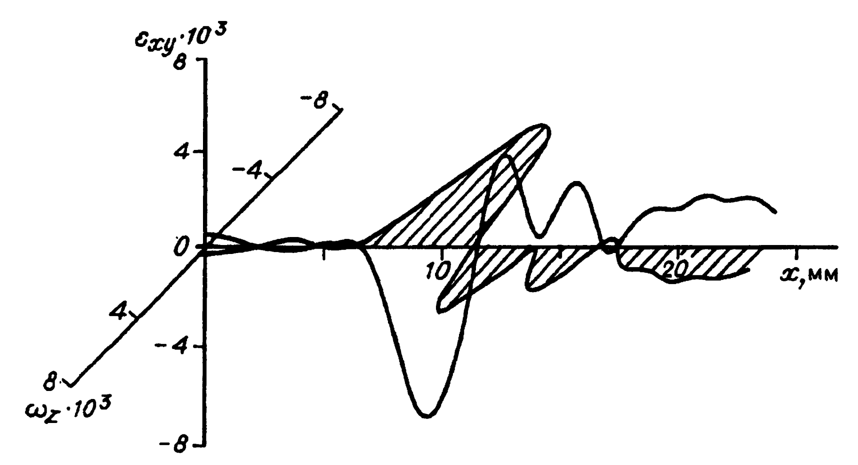


Рис. 7.1. Фронт полосы Людерса в стали 10Г2Ф.

*Эксперименты с этим сплавом выполнены совместно с Э.В. Козловым.

**Монокристаллы сплава Cu + 10 %Ni + 6 %Sn были предоставлены Ю.И. Чумляковым. В зависимости от термической обработки они могут находиться в однофазном состоянии (закалка) или дисперсионно-упрочненном частицами $(CuNi)_3Sn$ (старение) [19].

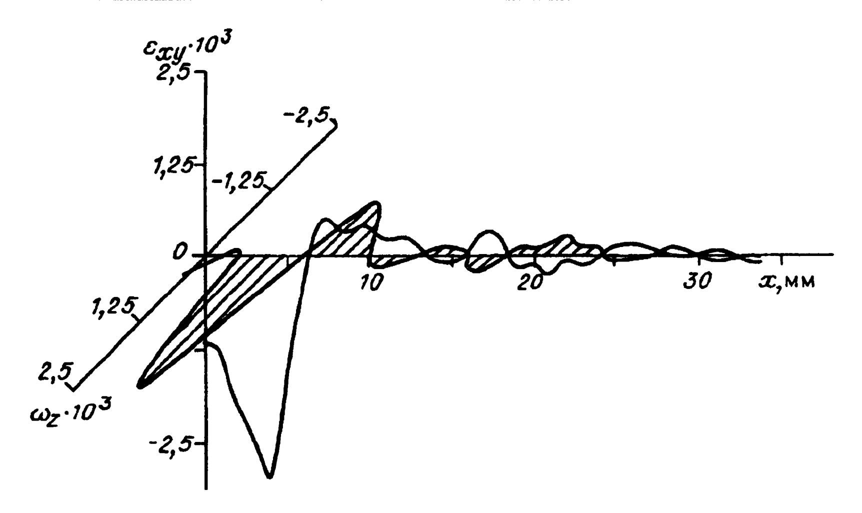


Рис. 7.2. Фронт деформации в сплаве Ni3Mn.

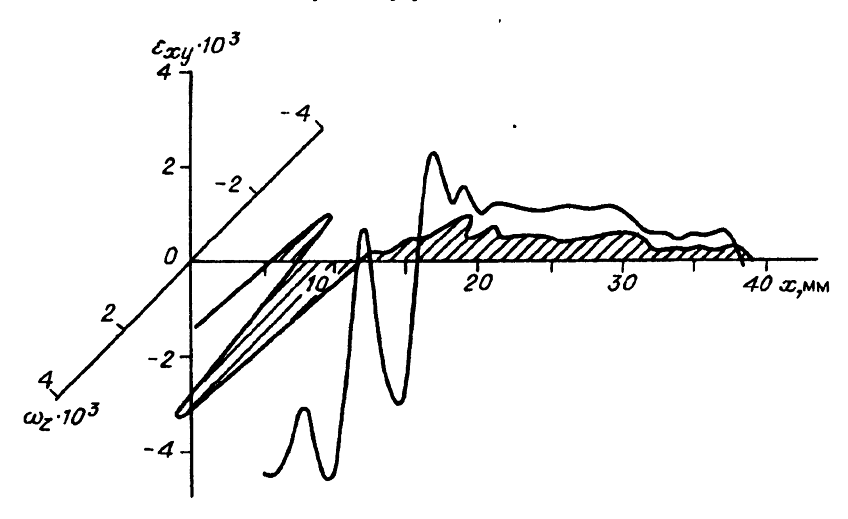


Рис. 7.3. Фронт деформации на стадии легкого скольжения в закаленном монокристалле Cu — Ni — Sn.

распространяется крутой фронт пластической деформации. По нашим оценкам, скорость его движения составляет для стали 10Г2Ф ~ 4,5 · 10^{-5}, для сплава Ni_3Mn ~ 10^{-5} и для монокристаллов Cu—NI—Sn ~ 6,5 · 10^{-5} м/с. Напомним, что близкие значения скорости распространения волн пластичности наблюдались нами и ранее [1—5]. К тому моменту, когда такой фронт проходит всю длину образца, соответствующая стадия течения заканчивается.

Известно, что в случае деформации образцов из низкоуглеродистой стали пластическая деформация осуществляется в форме распростра-

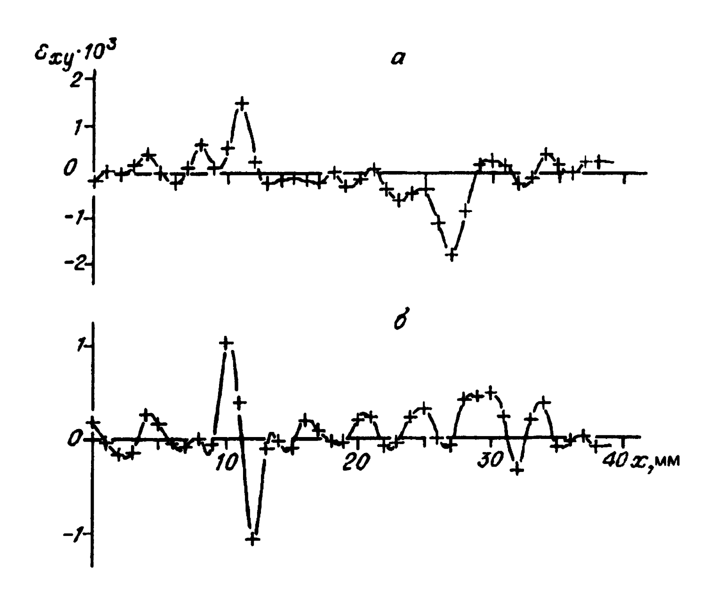


Рис. 7.4. Распределение деформации сдвига вдоль оси монокристалла Al при общей деформации от 0,2 до 0,3 % (*а*) и от 1,2 до 1,3 % (*б*).

нения полос Людерса [16]. Применение методики спекл-интерферометрии для анализа этого процесса позволило обнаружить новые закономерности [4] и показать, что с полосой Людерса связана область локализованного поворота, играющая важную роль в развитии последующих стадий деформации [1]. Оказывается, аналогичные эффекты имеют место и в других материалах, где они ранее не отмечались, потому что для их регистрации необходимо использовать достаточно чувствительную методику, тогда как в низкоуглеродистых сталях полосы Людерса видны невооруженным глазом.

Сравнение данных рис. 7.1—7.3 указывает на то, что форма областей локализованного поворота для всех трех случаев практически одинакова, а распределения $\varepsilon_{xy}(x)$ имеют более индивидуальный характер. Очевидно сходство этих деформационных процессов с ранее изученными явлениями распространения очагов пластичности при ударном нагружении с умеренными скоростями [20], когда с помощью высокоскоростной фотографии были зафиксированы достаточно крутые фронты пластического течения. Поскольку в этих экспериментах скорость приложения нагрузки была значительно выше (до 50 м/с), наблюдавшиеся в [20] фронты двигались гораздо быстрее.

Совершенно другие закономерности отмечены в тех случаях, когда кривая течения с самого начала имеет параболический вид. При деформировании моно-, би- и поликристаллов алюминия, а также сплава Cu — Ni — Sn в упрочненном состоянии вдоль оси растяжения формируются периодические структуры (распределения компонент тен-

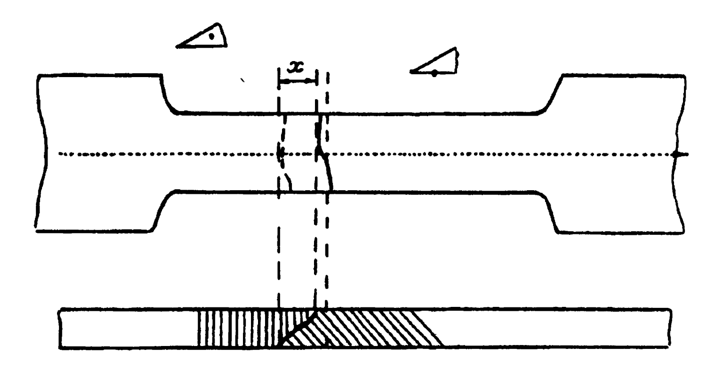
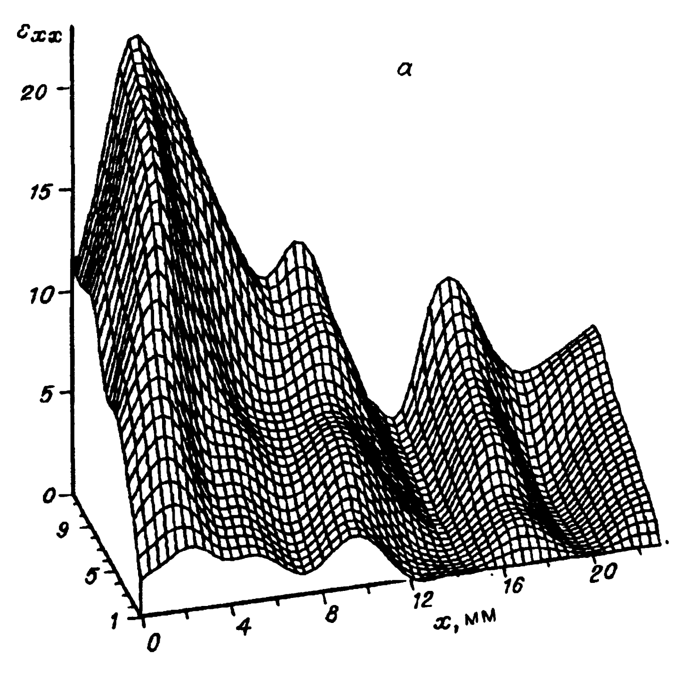


Рис. 7.5. Схема бикристаллического образца Al (x — область перекрытия кристаллитов).

зора пластической дисторсии). Особая картина наблюдается на стадии линейного упрочнения закаленных монокристаллов Cu — Ni — Sn, что будет обсуждаться ниже.

При деформации монокристаллического алюминия уже на начальных стадиях образец разбивается на несколько областей с различной интенсивностью протекания процесса. Возникает резкая локализация деформации (рис. 7.4, *а*). В дальнейшем создаются новые зоны локализации, но появившиеся первыми не перемещаются и не исчезают, так что по мере роста общей деформации ее распределение становится более однородным (см. рис. 7.4, *б*). Близкое по характеру поведение обнаруживается при растяжении специально подготовленного бикристалла алюминия (рис. 7.5), но причины локализации здесь ясней. В этом случае по обе стороны от границы возникают области пластического течения, постепенно развивающиеся, но не перемещающиеся вдоль образца, как это показано на рис. 7.6. Не вызывает сомнения их связь с таким концентратором напряжений, как граница зерен в бикристалле.

Остановимся на закономерностях, выявляемых при исследовании деформации поликристаллического алюминия (размер зерна 2—3 мм). В этом случае распределения сдвиговой деформации $\varepsilon_{xy}(x)$ имеют периодический характер, причем положения максимумов с течением времени (и общей деформации) не меняются (рис. 7.7). Упорядоченный характер распределения очагов течения вдоль оси не вызывает сомнения, но для получения количественных данных был произведен спектральный анализ [15] этих картин, результаты которого представлены на рис. 7.8. Отчетливо выделяется пик с абсциссой ~ 5 мм. Менее ярко выраженные максимумы, положение которых кратно указанному (10 и 15 мм), возможно, связаны с повторяемостью максимумов и минимумов на соответствующих расстояниях, на что указывает их большая дисперсия. Величина пространственного периода ~ 5 мм — достаточно устойчивая характеристика для этой стадии пластического течения. Ее изменения по мере роста деформации малозаметны, в то время как форма максимумов на 10 и 15 мм изменяется очень сущест-



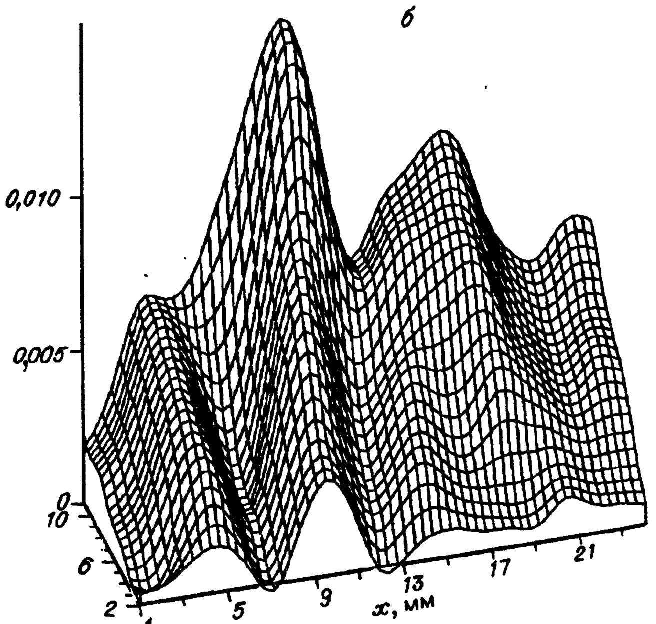


Рис. 7.6. Распределение удлинений в бикристалле Al.

Интервал деформаций, %: 0,1 – 1,1 (*а*); 3,5 – 4,6 (*б*).

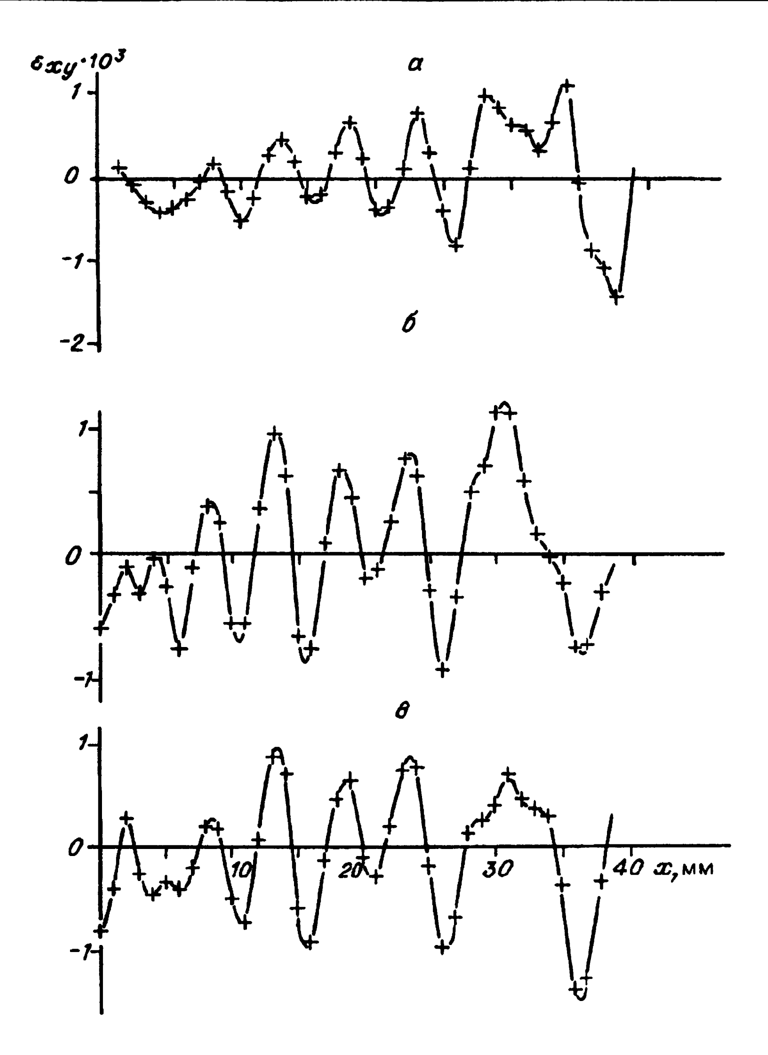


Рис. 7.7. Эволюция сдвиговой компоненты в поликристаллическом Al. Интервал деформации, %: 0,2 – 0,3 (*а*); 0,3 – 0,4 (*б*); 0,4 – 0,5 (*в*).

венно. Данные такого анализа указывают на правомерность введения характеристики типа "длина волны" при описании пластического течения. Таким образом, различия в форме распределений $\varepsilon_{xy}(x)$ для моно-, би- и поликристаллов Al оказываются небольшими, так же как и различия в форме кривых $\sigma - \varepsilon$ для этих объектов.

В дисперсионно-упрочненном сплаве Cu — Ni — Sn [19] образующиеся области локализации деформации (рис. 7.9) не смещаются вдоль оси образца, а новые очаги зарождаются перед уже существу-

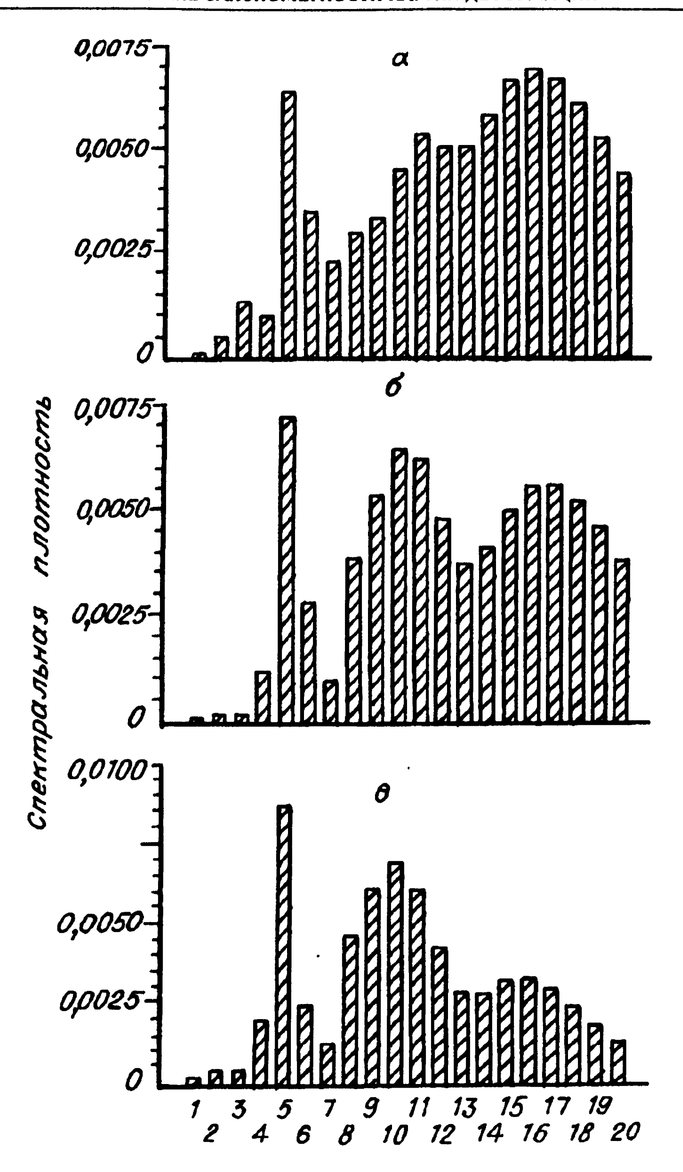


Рис. 7.8. Пространственный спектр распределений, представленных на рис. 7.7.

ющими, причем расстояние между областями локализации также ~ 5 – 8 мм и не меняется по мере роста общей деформации.

Очевидно, форма распределений ε_{xx}, ε_{xy} и ω_z существенно зависит от структуры материала и от специфических механизмов деформации каждого материала. В то же время важен вопрос о том, "чувствует" ли

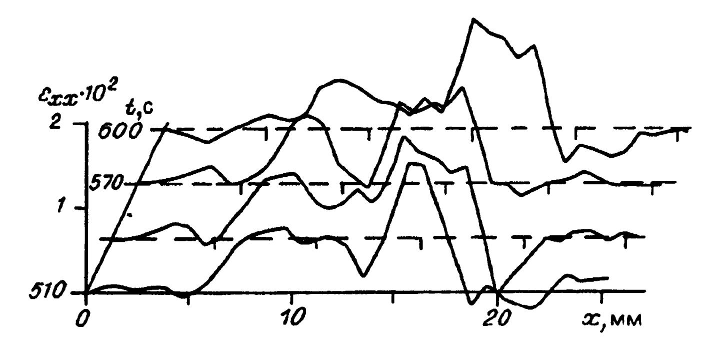


Рис. 7.9. Эволюция локальных удлинений в дисперсионно-упрочненном сплаве Cu — Ni — Sn.

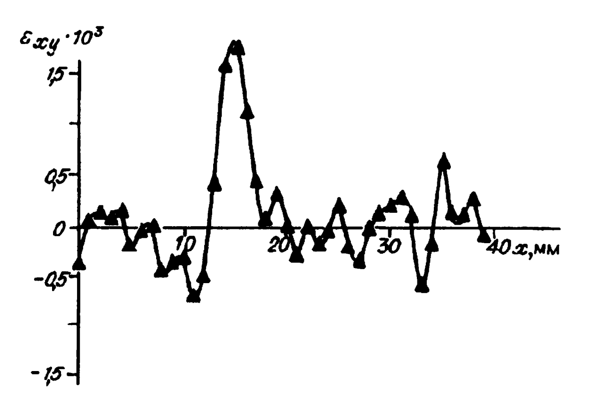


Рис. 7.10. Распределение локальных сдвигов при деформации Al. Температура испытания 200 К.

эта картина внешние воздействия, которые ведут к изменению характера течения и его механизмов. В двух экспериментах удалось зарегистрировать такие эффекты. Так, при распространении полос Людерса в условиях электропластического эффекта, существенно меняющего кинетику и микромеханизмы деформации [21], обнаружено более чем двукратное возрастание скорости распространения фронта полосы [22], до $9{,}7 \cdot 10^{-5}$ м/с без изменения его формы. Далее важный результат был получен в ходе исследования деформации Al при пониженной температуре (~ 200 К) [14]. В этом случае спеклограммы регистрировались при охлаждении образца парами жидкого азота в специальном криостате с оптическим окном [23]. Установлено, что при таком снижении температуры период пространственных распределений увеличился от ~5 до ~8,8 мм (рис. 7.10). Данный результат представляется очень важным, поскольку указывает на существование связи между микропроцессами, с одной стороны, и волновыми параметрами деформации — с другой. Оба указанных воздействия в первую очередь влияют на кинетику элементарных актов пластичности [6, 21], а через них на коэффициент деформационного упрочнения. Таким образом, поскольку пространственные и временные характеристики обсужда-

ющихся распределений являются структурно-чувствительными величинами, очевидна необходимость их учета при построении физических и прикладных вариантов теории пластичности.

7.4. Эволюция локализации деформации

Приведенные сведения о поведении компонент тензора пластической дисторсии по мере развития процесса пластического течения фактически указывают на то, что локализация деформации развивается начиная с самых ранних стадий, причем ее формы могут быть разнообразными. В материалах с ясно выраженными стадиями течения (закаленный монокристалл Cu — Ni — Sn) удается проследить за эволюцией такой картины*.

На рис. 7.11 представлено поведение локальной продольной деформации ε_{xx} на стадиях легкого скольжения и линейного упрочнения монокристаллов Cu—Ni—Sn. В дополнение к уже изложенным закономерностям, характерным для стадии легкого скольжения (распространение фронта), на стадии линейного упрочнения возникает отчетливо наблюдаемая волновая структура с постоянными длиной волны

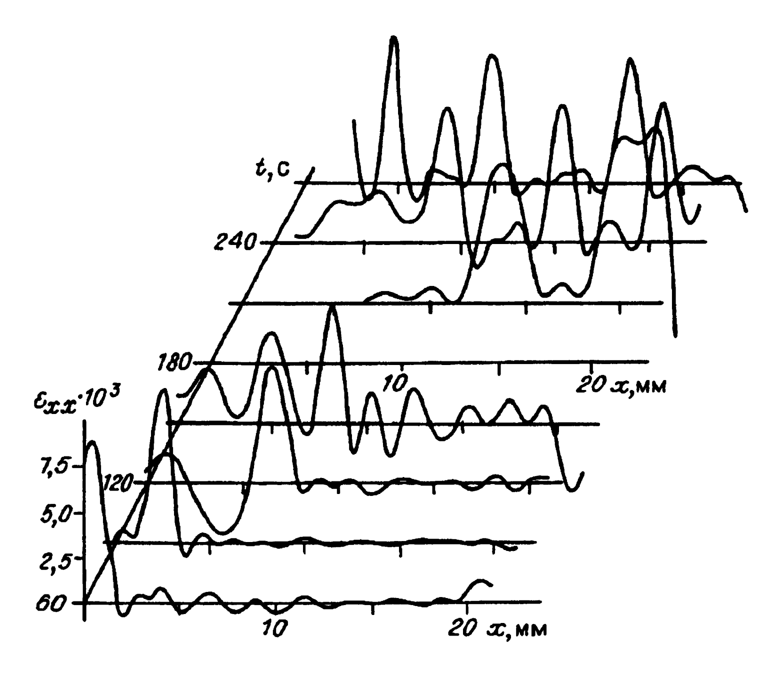


Рис. 7.11. Эволюция локальных удлинений при деформации закаленного монокристалла сплава Cu — Ni — Sn.

*Эти данные получены совместно с Н.В. Карташовой.

(~ 8 мм) и скоростью распространения (~ 7,5 · 10^{-5} м/с). Статистический анализ [24] показал, что различие в скоростях на этих двух стадиях течения является статистически значимым. Важно отметить, что подвижные области локализации деформации на стадии линейного упрочнения движутся от подвижного захвата, т.е. в противоположную по сравнению с фронтом на стадии легкого скольжения сторону.

Таким образом, природа волн на каждой из стадий деформации представляется различной. Переход от одной картины к другой осуществляется через хаотическую стадию, которую хорошо видно на рис. 7.11. При переходе к параболическому упрочнению картина быстро вырождается в подобную случаю деформирования монокристаллов алюминия: формируются неподвижные зоны локализации деформации, в одной из которых в конце развивается процесс разрушения.

* * *

Пластическое течение сопровождается сложной эволюцией областей локализации деформации, возникающих практически сразу после предела текучести. В разных материалах в зависимости от условий деформирования могут наблюдаться разнообразные картины, между которыми часто трудно уловить общие черты. Тем не менее возможны случаи, когда та или иная структура может быть зафиксирована в чистом виде, что и было проиллюстрировано. Естественно, реальный процесс пластической деформации чаще является суперпозицией многих описанных нами картин, возможно, пока не установленных в достаточно представительном виде. Это создает значительные трудности в интерпретации описанных закономерностей.

До настоящего момента удалось в достаточно чистом виде обнаружить следующие варианты локализации деформации, которые могут быть названы волнами:

— распространение одиночных фронтов;
— подвижные области локализации (бегущие волны);
— неподвижные области локализации ("стоячие" волны).

Закономерно, что движущиеся волны возникают, когда коэффициент деформационного упрочнения постоянен или равен нулю. При уменьшающемся значении $d\sigma/d\varepsilon$ (параболическое течение) наблюдаются только неподвижные зоны локализации. Макроскопический масштаб распределений ~ 5 – 10 мм приводит к мысли о том, что управляющим фактором развития описанных явлений служат упругие напряжения, связанные либо с особенностями внутренней структуры (концентраторы напряжений), либо с неоднородностью внешнего упругого поля, возникающей в натянутом образце в форме упругой стоячей волны. Представляется, что первая группа факторов более эффективна, на что указывает, например, картина распределений локальных удлинений в бикристалле Al (см. рис. 7.6). В случае параболической кривой течения скольжение осуществляется по пересекающимся пло-

скостям, что создает систему концентраторов напряжений, возле которых в дальнейшем развиваются очаги деформации.

Напротив, при скольжении по одной системе (закаленные монокристаллы Cu — Ni — Sn) вплоть до стадии параболического упрочнения сильных концентраторов в структуре материала нет, и главную роль играет неоднородность внешнего упругого поля. Деформация идет в пучностях стоячей упругой волны, которые медленно перемещаются вдоль образца, подстраиваясь к изменению его длины. Фронты деформации в этом случае имеют кристаллографическую ориентацию.

Ясно, что понимание механизмов пластического течения не может основываться только на сведениях о микроструктуре материала, а требует учета характеристик локализации во всех ее проявлениях.

Глава 8

ОПТИКО-ТЕЛЕВИЗИОННЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ДИАГНОСТИКИ МАТЕРИАЛОВ НА МЕЗОУРОВНЕ

8.1. Предварительные сведения

Все известные способы (и средства) неразрушающего контроля поверхности можно условно разделить на два типа:

1) методы измерения топологии (рисунка) [1—3];

2) методы измерения микрорельефа [2, 4—8].

Средства контроля первого типа основаны на поиске трещины поверхности. К настоящему времени наиболее развитыми оказались методы контроля второго типа, реализованные в виде измерительных приборов светового и теневого сечения профиля, микроинтерферометров, микропрофилометров, рефлектрометров, растровых микроскопов и стереотелевизионных систем [4]. Большое развитие получили также средства неразрушающего контроля на основе методов голографии и спекл-интерферометрии [9, 10]. Все приборы в основном измеряют величину шероховатости поверхности или погрешность изготовления поверхности (величину отклонения реальной (изготовленной) поверхности от требуемой формы).

Общий недостаток всех существующих методов неразрушающего контроля — невозможность заранее предсказать место (область) разрушения поверхности материала, поскольку они либо регистрируют уже факт разрушения материала (например, появилась трещина), либо их очень трудно использовать для оперативного контроля из-за громоздкости (например, выполнены на растровом электронном микроскопе или с использованием голографической установки), а также из-за невозможности быстрого перепрограммирования для аттестации поверхности различных типов (так как отсутствуют управляющие ЭВМ (микропроцессоры)).

Таким образом, понятен интерес к оптико-телевизионным измерительным системам (ОТИС), предназначенным для аттестации поверхности путем оценки изменения топологии или микрорельефа участка поверхности. Принципы действия ОТИС опираются на основные положения новой науки — мезомеханики структурно-неоднородных сред, позволяющей обосновать все поверхностные изменения внутренним состоянием материала [11—14].

8.2. Особенности формирования мезоскопических дефектов в поликристаллах конструкционных сплавов при растяжении

Принципы физической механики сред со структурой определяют однозначную связь неоднородного упругопластического состояния материала с динамикой изменения рельефа поверхности в процессе программного нагружения. В связи с этим чрезвычайную важность приобретают экспериментальные наблюдения реакции свободной поверхности образцов на внешние силовые воздействия с помощью современных оптико-телевизионных систем при разных увеличениях, а также компьютерная обработка видеоинформации с целью распознавания и количественной параметризации мезосубструктур на разных этапах и для различных способов нагружения.

Непосредственное наблюдение изменения рельефа поверхности образцов при разных увеличениях обнаруживает специфические закономерности самоорганизации мезоскопических субструктур. Испытание на растяжение при комнатной температуре плоских образцов поликристаллов малоуглеродистой стали, трансформаторной стали Fe + 3 ат.% Si, аустенитной стали Гатфильда Г13 и стали 20Х13 позволило выявить следующие особенности. Неоднородное пластическое течение данных поликристаллов хорошо замечается невооруженным глазом. С одного края образца возникает полоса Людерса, формирующаяся в направлении, нормальном оси растяжения. В сплаве Fe + 3 ат.% Si пластическая деформация развивается далее за счет появления новых полос и накопления их в прежних полосах Людерса, в остальных сплавах — за счет расширения одной или нескольких полос вдоль рабочей части образца. Как правило, в первой сформированной поперек образца полосе Людерса происходит опережающее накопление пластической деформации и разрушение. Следы первоначально сформированных полос сохраняются на фоне сильно деформированного материала вплоть до разрушения. Об этом свидетельствуют картины искажения рельефа поверхности вне полос, которое не столь значительно по сравнению с искажениями внутри полос. Особенно хорошо они заметны в сплаве Fe + 3 ат.% Si. В зернах и в разориентированных областях хорошо развиты следы скольжения: в Fe + 3 ат.% Si действует преимущественно одна система скольжения, в остальных сплавах реализуется множественное скольжение. В образцах с искусственным надрезом всегда развивается единственная полоса Людерса.

Для мелкозернистых материалов (15—20 мкм) динамика развития дефектной структуры для всех сплавов качественно одинакова. Начало пластического формоизменения связано с возникновением следов скольжения по одной системе в единичных зернах, выходящих на край плоского образца. Один из таких очагов пластической деформации представляет собой зародыш полосы Людерса, распространяющейся к противоположному краю образца.

В зоне канала материал в среднем утоняется. Это хорошо заметно под косым освещением. Еще до появления видимых при увеличении ×250 следов скольжения поверхность зерен заметно искривляется. Затем на непротравленной поверхности все более четко проявляются границы зерен в местах, где они ориентированы преимущественно под углом 45° к оси растяжения (см. фото 1.4). От этих мест далее самостоятельно развиваются мезодефекты дисклинационного типа, которые распространяются, образуя наклонную ступеньку, в виде границы разориентации вдоль данного направления независимо от кристаллографии (см. фото 1.3). Прежние искривления плоской поверхности зерен исчезают. Пересечение с границами зерен такого дефекта часто сопровождается зарождением аналогичной дисклинации, меняющей направление к прежней на 90°, и т.д. Таким образом появляются распространяющиеся к противоположному краю образца мезодефекты типа змеек, фрагменты которых ориентированы под углом 45° к оси растяжения. Указанные дефекты имеют вид фигурных ступенек, соединяющих террасы смежных областей. Утонение материала происходит ступенчатым способом. Ступеньки способствуют разворотам в одну и ту же сторону смежных зерен, а на более поздних этапах нагружения и целых конгломератов зерен — по разные стороны от дефекта, что свидетельствует о вихревом характере пластического течения поликристаллов. На образцах с нанесенным концентратором хорошо заметно, как зона утонения постепенно продвигается к противоположному краю, обтекая некоторые конгломераты зерен. Аналогичный процесс развивается и в других объемах испытуемого материала. Постепенно он охватывает все поперечное сечение образца. Взаимодействие и объединение дисклинационных мезодефектов приводят к постепенному разбиению материала внутри полосы на прямоугольные блоки. На угловых границах некоторых блоков начинают зарождаться более мощные дисклинации в виде сильнолокализованных макрополос пластической деформации, ориентированных в том же направлении, т.е. под углом 45° к оси растяжения. Подобные места являются центрами возможного зарождения трещин в момент, когда макрополоса распространяется на большую часть поперечного сечения образца (см. фото 1.5). Локальные провалы и повороты можно рассматривать как микровихри, реализующие процессы релаксации в плоскостях с максимальной величиной касательных напряжений. В мелкозернистых сильноупрочняющихся материалах это обусловливает ноздреватую, чешуйчатую или мозаичную структуру рельефа поверхности.

Значительный разброс по размерам зерен существенно изменяет качественную картину распределения зон локализованной пластической деформации. Первоначальными очагами в таком случае будут наиболее крупные зерна у края плоского образца. Существенно, что данное зерно выходит на поверхность с обеих сторон образца, т.е. заполняет всю его толщину. Крупное зерно в окружении мелких реализует в себе большую степень пластической деформации по сравнению с мелкозернистым каркасом, принимающим на себя основную нагрузку от воздействия внешнего приложенного напряжения.

Развитие диссипативных структур в мелкозернистой матрице с включениями крупных зерен аналогично описанному. В крупных зернах на угловатых границах возникают мезодефекты, разбивающие приграничную область на несколько разориентированных областей и формирующие макрополосу локализованной пластической деформации, пересекающую постепенно все зерно в разрез направлению сильно развитых следов скольжения, ориентированных по единственной системе (см. фото 1.2). Поверхность зерна существенно понижается относительно среднего уровня рельефа поверхности мелкозернистой матрицы.

Полученные данные позволяют выделить принципиально различные механизмы пластической деформации, действующие на разных масштабных уровнях. Развитие следов скольжения в отдельных зернах есть результат группового движения дислокаций, зарождающихся на микроконцентраторах типа стыков и уступов границ зерен. Развороты и перемещения зерен относительно друг друга являются результатом действия концентраторов более высокого масштабного уровня — мезоконцентраторов. Наконец, за образование макрополос локализованной пластической деформации, стремящихся к противоположному краю образца независимо от сформированной мезоструктуры, ответственны макроконцентраторы. Таким образом, трансляционное скольжение на микроуровне сменяется поворотными модами на мезоуровне, а затем снова трансляционным перемещением уже макрообъемов.

Анализ получаемой с помощью оптико-телевизионных систем видеоинформации позволяет проследить поэтапное изменение топологии поверхности и выделить на каждом этапе количественные характеристики, связанные с механическим состоянием конструкционного материала. На стадии развитой пластической деформации, как показывают результаты исследований, принципиально важными являются следующие характеристики: значения локальных пространственных разворотов и перемещений структурных элементов на разных масштабных уровнях, статистические параметры структуры рельефа поверхности на базе методик фрактального и мультифрактального формализма, параметры полей смещений и градиентов пластической деформации, цифровая идентификация мезоскопических субструктур для конкретных материалов на разных этапах нагружения, получаемая в результате известных или разрабатываемых компьютерных программ с целью распознавания образов сложных геометрических объектов.

Стадия формирования локализованных полосовых структур на макроконцентраторах может служить определенным критерием начала необратимого процесса разрушения.

8.3. ОТИС, контролирующие топологию поверхности материала

Структурная схема ОТИС. Наиболее простой вариант ОТИС реализуется в случае использования двумерных (плоских) изображений. Обобщенная структурная схема такой ОТИС представлена на рис. 8.1

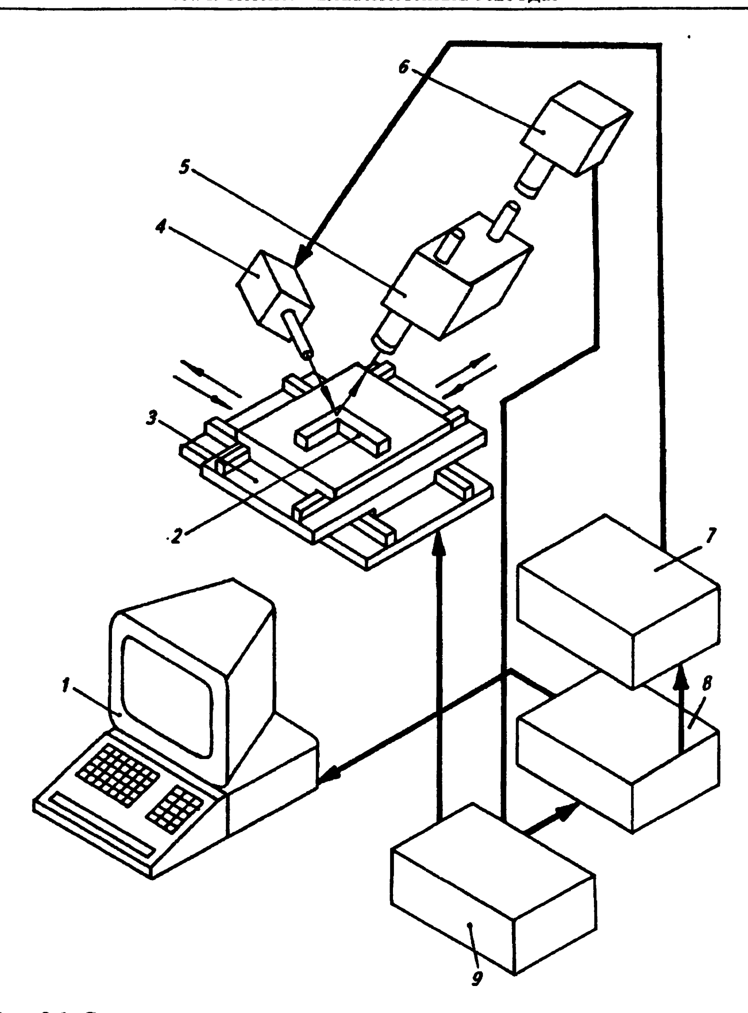


Рис. 8.1. Структурная схема оптико-телевизионной измерительной системы.
1 – дисплей; *2* – объект; *3* – механизм сканирования; *4* – блок осветителей; *5* – микроскоп; *6* – телекамера; *7* – управляемый источник питания; *8* – компьютер; *9* – блок специализированных интерфейсов (БСИ).

[3, 15—18]. При работе исследуемый объект (образец) устанавливается в рабочую зону механизма сканирования и производится его смещение относительно входного объектива микроскопа. Требуемая подсветка образца формируется блоком осветителей. Оптическое изображение поверхности контролируемого образца преобразуется телекамерой в телевизионное изображение и записывается в БСИ. С помощью компьютера осуществляется анализ этого изображения, а также управление механизмом сканирования (через БСИ) и блоком осветителей (через управляемый источник питания).

Программное обеспечение (ПО) ОТИС, написанное на языке Си, позволяет на основе статистических и структурных алгоритмов обра-

ботки изображений и теории усталостного разрушения материалов заранее определить место (область) разрушения материала и спрогнозировать ресурс его работы.

Программное обеспечение включает в себя два основных блока: обучение и контроль. Целью обучения является формирование признаков эталонного изображения (ЭИ). Цели контроля — получение признаков контролируемого текущего изображения (ТИ), сравнение с эталонными и диагностика результата сравнения.

Алгоритм ОТИС в общем виде можно записать

$$\hat{\nu} = \mathrm{argextr} J[F_1, F_2(\nu)], \tag{8.1}$$

где F_1, $F_2(\nu)$ — функции, описывающие ТИ и ЭИ; J — мера близости ТИ и ЭИ.

Системы контроля и обучения состоят из двух одинаковых подблоков: предварительной обработки изображения и формирования признаков изображения. Основой программного обеспечения являются элементарные субблоки: ввод, инверсия, бинаризация, фильтрация, сегментация, определение информативных признаков и формирование мер близости сравниваемых изображений, оценка величины деформации поверхности, определение места предполагаемого разрушения, вычисление ресурса работы, управление внешними устройствами.

ОТИС, реализующие статистические алгоритмы изображений. Работа ОТИС осуществляется следующим образом: 1) ТИ и ЭИ разбиваются на необходимое число фрагментов; 2) каждый фрагмент ЭИ сравнивается с соответствующим фрагментом ТИ и определяется смещение ТИ относительно ЭИ (рис. 8.2). Программное обеспечение содержит три алгоритма сравнения изображений:

— модифицированный корреляционный;
— разностный;
— разностный быстрый.

Кратко рассмотрим эти алгоритмы.

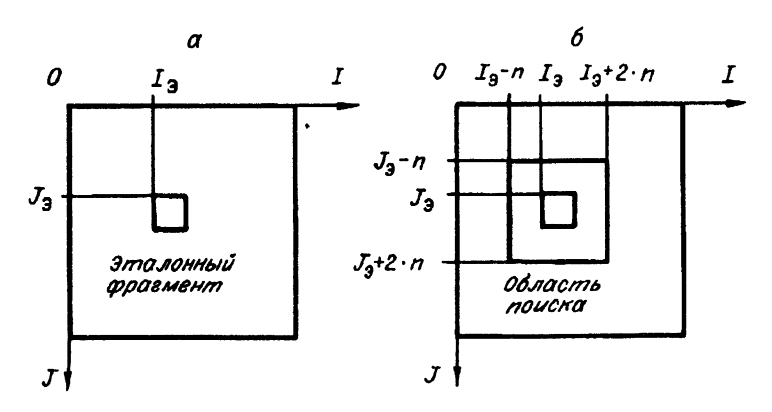


Рис. 8.2. К пояснению алгоритма сканирования фрагмента ЭИ (*а*) по ТИ (*б*).

Модифицированный корреляционный алгоритм. Признаком нахождения фрагмента эталонного изображения в области поиска (т.е. ТИ) является максимум коэффициента корреляции, описываемый следующим выражением [3, 15, 19—25]:

$$K_{\text{ф}} = \left[\frac{\sum_{j=0}^{n} \sum_{i=0}^{n} (Y_{1,(J_э+j),(I_э+i)} - m_1) \times (Y_{2,(J+j),(I+i)} - m_2)}{\sum_{i=0}^{n} \sum_{i=0}^{n} (Y_{1,(J_э+j),(I_э+i)} - m_1) \times \sum_{j=0}^{n} \sum_{i=0}^{n} (Y_{2,(J+j),(I+i)} - m_2)} \right]^3, \quad (8.2)$$

где j — номер строки; i — номер пиксела в строке; m_1, m_2 — математические ожидания; Y_1, Y_2 — значения яркости пикселов; n — размер фрагмента.

Сканирование эталонным фрагментом по области поиска производится с интервалом в один пиксел, причем шаг поиска реализуется таким образом:

$$J = J_э - n + 0,\ I = I_э - n + 0,\ J = J_э - n + 0,$$
$$I = I_э - n + 1,\ J = J_э - n + 0,\ I = I_э - n + 2;$$
$$\vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots$$
$$J = J_э - n + 0, I = I_э - n + 2 \cdot n;$$
$$J = J_э - n + 1, I = I_э - n + 0, J = J_э - n + 1,$$
$$I = I_э - n + 1, J = J_э - n + 1, I = I_э - n + 2;$$
$$\vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots \quad \vdots$$
$$J = J_э - n + 1, I = I_э - n + 2 \cdot n;$$
$$\vdots \quad \vdots \quad \vdots$$
$$J = J_э - n + 2 \cdot n, I = I_э - n + 0, J = J_э - n + 2 \cdot n,$$
$$I = I_э - n + 1, J = J_э - n + 2 \cdot n, I = I_э - n + 2;$$
$$\vdots \quad \vdots \quad \vdots$$
$$J = J_э - n + 2 \cdot n, I = I_э - n + 2 \cdot n.$$

Разностный алгоритм. Признаком нахождения фрагмента эталонного изображения в области поиска является минимум функции

$$F = \left[\frac{\sum_{j=0}^{n} \sum_{i=0}^{n} |Y_{1,(J_э+j),(I_э+i)} - Y_{2,(J+j),(I+i)}|}{n \times n} \right]^2. \quad (8.3)$$

Способ сканирования ЭИ по ТИ такой же, как и при модифицированном корреляционном алгоритме.

Разностный быстрый алгоритм. Признаком нахождения фрагмента эталонного изображения в области поиска является минимум функции

$$F_6 = \frac{\sum_{j=0}^{n}\sum_{i=0}^{n} |Y_{1,(J_э + j),(I_э + i)} - Y_{2,(J+j),(I+i)}|}{n \times n}. \tag{8.4}$$

Сканирование эталонным фрагментом по области поиска производится сначала параллельно оси I от $J = J_э - n$ до $J = J_э - n + 2 \cdot n$, при $I = I_э$ — до нахождения координаты J, при которой значение функции F минимально ($J_{\min}$), а затем — параллельно оси J от $I = I_э - n$ до $I = I_э - n + 2 \cdot n$, при $J = J_{\min}$ — до нахождения координаты I, при которой значение функции F минимально ($I_{\min}$).

Выбор алгоритма определяется требованиями, предъявляемыми к ОТИС. Например, применение алгоритма (8.1) обеспечивает высокие точностные характеристики ОТИС (при невысоком быстродействии) за счет улучшения параметров корреляционной функции (повышение крутизны функции в области главного максимума и уменьшение амплитуды побочных максимумов), а использование алгоритмов (8.3), (8.4) повышает быстродействие ОТИС за счет значительного сокращения вычислительных операций.

Работоспособность алгоритмов (8.2)—(8.4) проверялась на изображениях, представленных на рис. 8.3. Сравнивались участки ТИ и ЭИ, определялись смещения элементарных площадок ТИ относительно ЭИ и строилась карта векторов смещений (рис. 8.4), на которой стрелками отмечались направления и величина смещения площадок (очевидно, что точка соответствует минимальному (нулевому) смещению). Программное обеспечение ОТИС позволяет проанализировать любую строку по осям абсцисс (или ординат) карты и построить кривые, характеризующие параметры деформации (рис. 8.5), которые описываются следующими выражениями:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{dU_x}{dx},\ \varepsilon_{yy} = \frac{dU_y}{dy},$$
$$\varepsilon_{xy} = \frac{1}{2}\left(\frac{dU_x}{dy} + \frac{dU_y}{dx}\right),\ \omega_z = \frac{1}{2}\left(\frac{dU_x}{dy} + \frac{dU_x}{dx}\right), \tag{8.5}$$

где ε_{xx}, ε_{yy}, ε_{xy} — компоненты тензора деформации; ω_z — тензор поворота элементарной площадки; dU_x, dU_y — приращение смещений элементарных площадок по соответствующим осям (сечение Y—Y, 6-я строка).

Далее строится сетка, отображающая информацию о величине деформированной поверхности, определяемой степенью искажения пе-

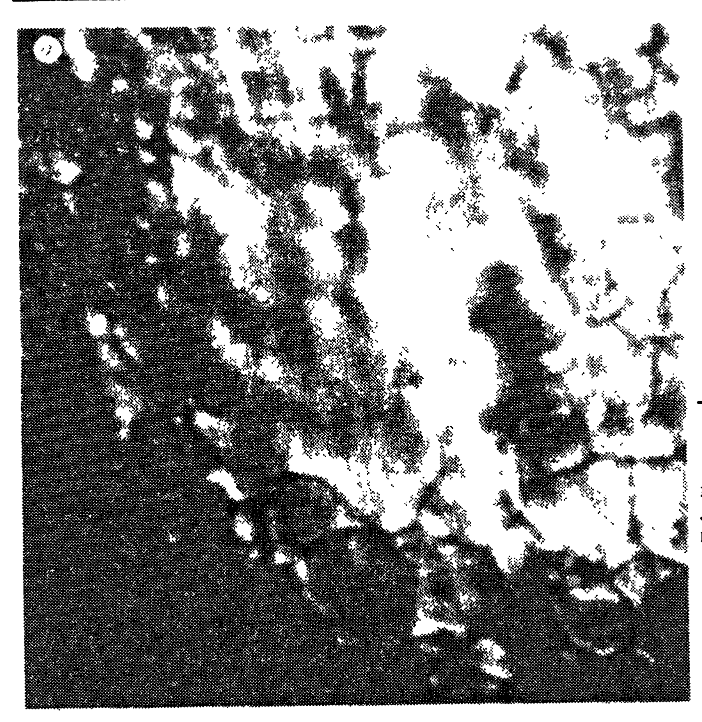
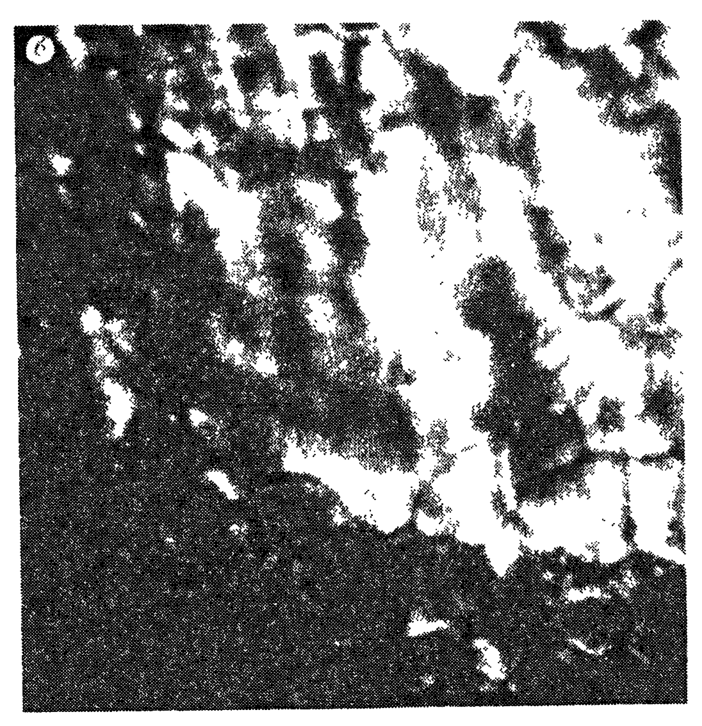


Рис. 8.3. Изображение участка подготовленной (шлифованной и протравленной) поверхности: *а* – исходное, *б* – деформированное.



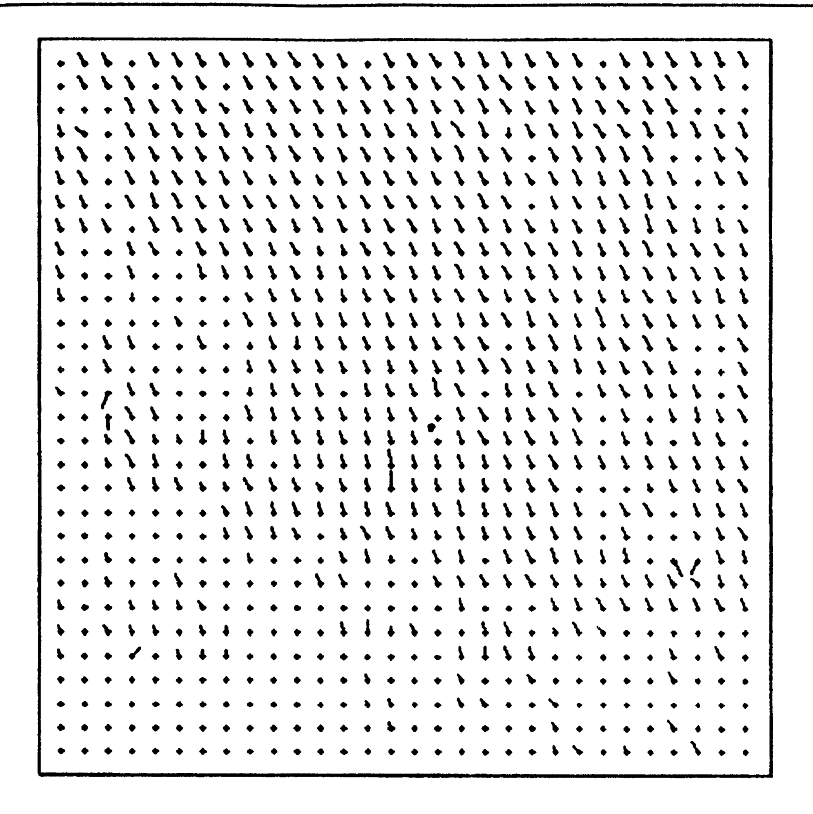


Рис. 8.4. Карта векторов смещений элементарных площадок деформированной поверхности.

риодической решетки (рис 8.6). Эта сетка, а также другая информация выводится на экран дисплея, что удобно для обработки информации.

Результаты экспериментальных исследований двух вариантов ОТИС, собранных на исследовательских установках "ЭПИКВАНТ" и "ИМАШ", показали, что системы имеют следующие технические характеристики: размеры контролируемого участка поверхности 250 × 250 мкм, разрешающая способность 0,5 мкм, случайная составляющая ошибки оценки смещения элементарной площадки (среднеквадратическое отклонение) 0,1—0,6 % размера кадра, систематическая составляющая ошибки оценки смещения элементарной площадки 0,005—0,02 % размера кадра.

Проведены экспериментальные исследования, посвященные использованию ОТИС для аттестации неподготовленной поверхности. Для этого образец (кремнистое железо) подвергался растяжению и снимались телевизионные изображения контролируемого участка. Вычислялись разности яркостей изображений (РЯИ) ТИ и ЭИ согласно (8.3). В результате установлено, что участок поверхности, слабо (не)

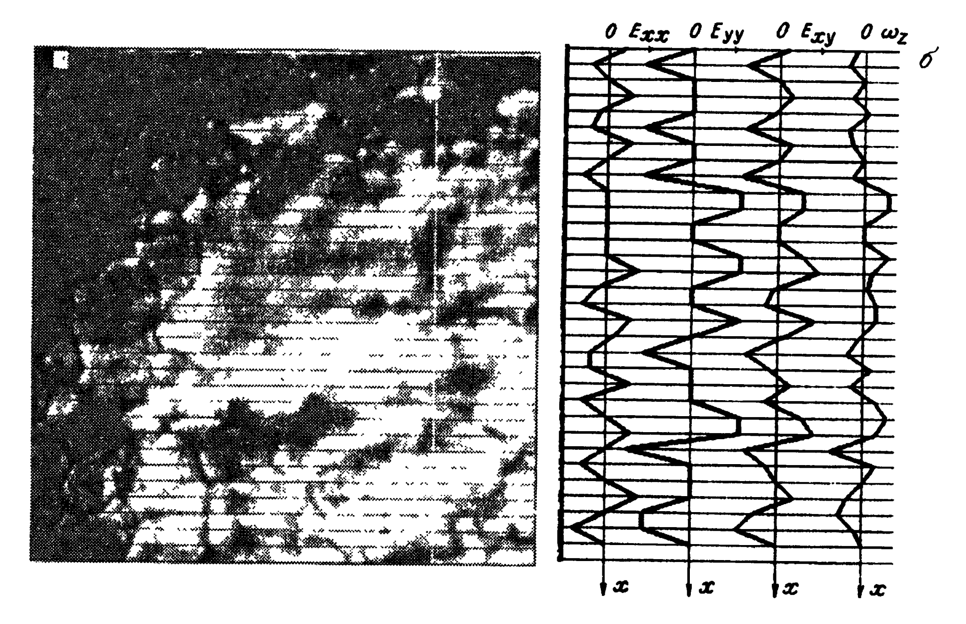


Рис. 8.5. Деформированное изображение (*а*) и графики, характеризующие параметры деформации, соответствующие одной из горизонтальных осей изображения (*б*).

подверженный деформации (по отношению к ЭИ), создает примерно равномерную РЯИ (рис. 8.7, *а*), а участок поверхности, сильно подверженный деформации (по отношению к ЭИ), — неравномерную РЯИ, рисунок и амплитуда которой соответствуют характеру и величине сильнодеформированной поверхности (см. рис. 8.7, *б*). Таким образом, этими экспериментальными исследованиями показана возможность использования ОТИС для контроля степени деформации неподготовленной поверхности.

ОТИС, реализующие структурные алгоритмы анализа изображений поверхности, оценивают степень деформации поверхности материала на основе определения изменения положения (смещение и ориентация), формы и других геометрических характеристик структурных зерен материала. Разработаны два пакета ПО ОТИС. Остановимся более подробно на первом пакете, позволяющем вычислять угол разворота (относительно какой-либо оси системы координат, связанной с поверхностью материала) в горизонтальной плоскости методом меток (рисок) или методом характерных точек. При использовании первого метода определяется угол поворота рисок, специально нанесенных на поверхность зерна, а второго — оценивается угол поворота продольной оси, проведенной из вычисленных координат "центра тяжести" к характерной точке контура изображений зерна. Этот пакет содержит также подпрограмму вычисления различных геометрических параметров изображения зерна.

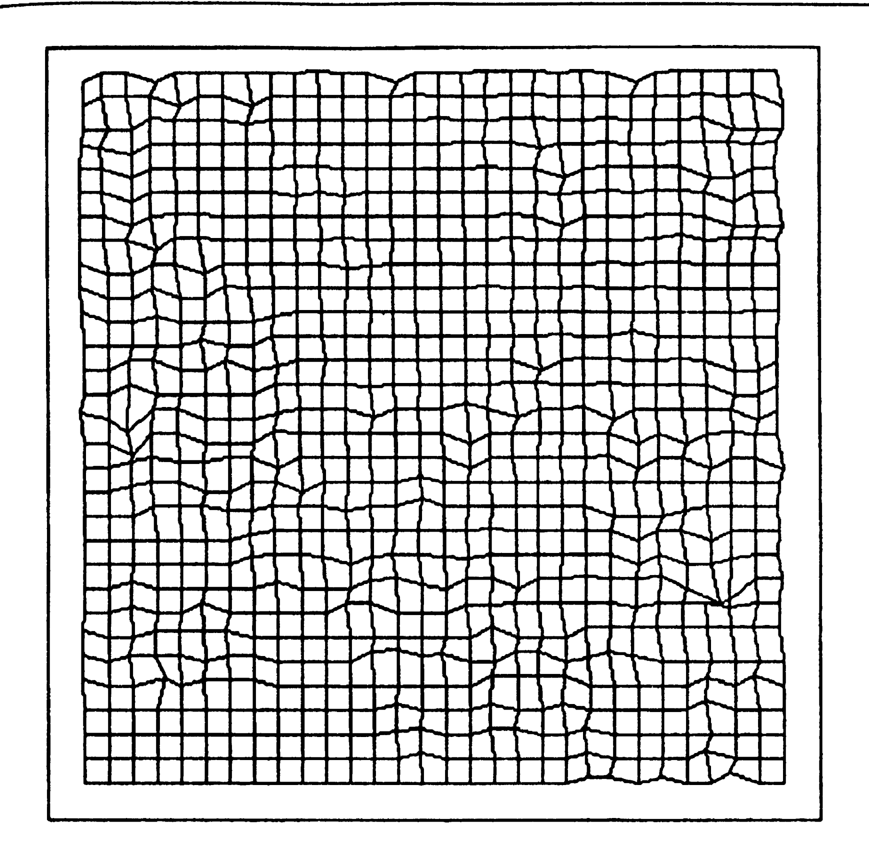


Рис. 8.6. Сетка, отображающая степень деформации поверхности.

Кратко рассмотрим оба метода оценки угла поворота двух зерен по их телевизионному изображению. При использовании меток на поверхность образца механическим способом (например, алмазной иглой) наносятся параллельные риски, проходящие по нескольким связанным зернам. На рис. 8.8 эти риски показаны сплошными линиями. В процессе деформации зёрна разворачиваются (их новое угловое положение показано штриховой линией). Определяются углы разворота φ_1, φ_2 зерен относительно исходного углового положения. Данный метод обладает высокой точностью измерения, но требует подготовки образца (нанесения рисок), поэтому может быть использован для исследовательских целей, а также для аттестации других методов.

Второй метод определения угла разворота зерна заключается в следующем. Вычисляются координаты (точки 0) "центра тяжести" изображения зерна по формулам

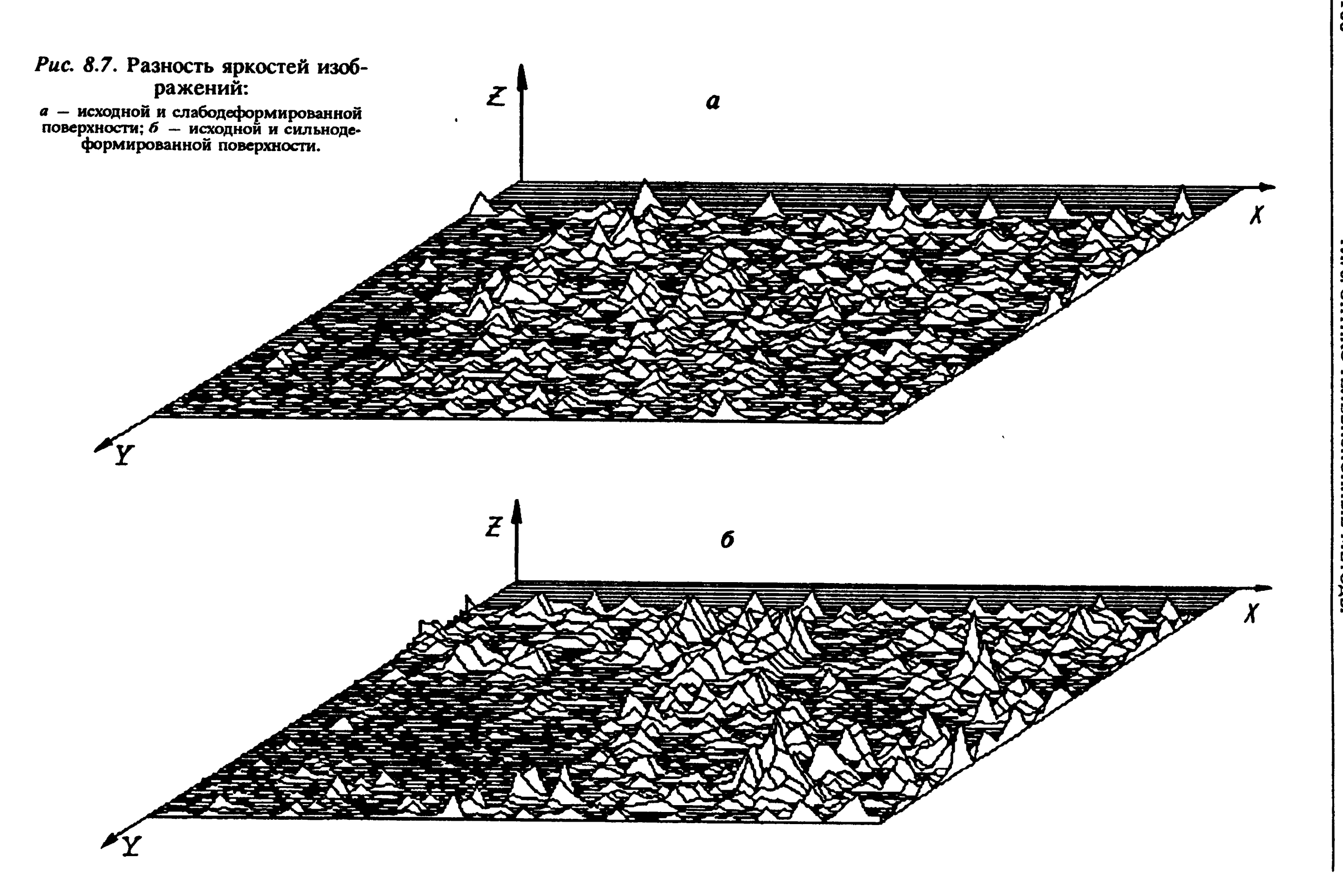


Рис. 8.7. Разность яркостей изображений:

а — исходной и слабодеформированной поверхности; *б* — исходной и сильнодеформированной поверхности.

$$X_c = \frac{\sum_{i=1}^{N_к} \Delta M_{kx}}{S}, \quad Y_c = \frac{\sum_{i=1}^{N_к} \Delta M_{ky}}{S}, \tag{8.6}$$

где ΔM_{kx}, ΔM_{ky} — элементарные моменты по направлению к осям $0X$ и $0Y$ соответственно; $N_к$ — число точек контура; i — номер точки контура; S — площадь изображения, ограниченного контуром. После этого находится характерная точка контура (например, точка A_1 — на рис. 8.9) и проводится прямая линия, соединяющая точку $\{X_c, Y_c\}$ с точкой A_1. Вычисляется угол φ_1 ориентации зерна. Эта последовательность повторяется для изображения зерна, повернутого в процессе деформации (на рис. 8.9 новое положение зерна показано штриховой линией), и определяется угол φ_2, отвечающий новому угловому положению зерна. Угол $\Delta\varphi$, характеризующий поворот зерна относительно исходного углового положения, находится следующим образом:

$$\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2, \quad \varphi_1 = \mathrm{tg}\frac{X_1 - X_c}{Y_1 - Y_c}, \quad \varphi_2 = \mathrm{tg}\frac{X_2 - X_c}{Y_2 - Y_c}, \tag{8.7}$$

где X_c, Y_c, X_1, Y_1, X_2, Y_2 — проекции координат точек 0, A_1, A_2 на соответствующие оси системы координат $X0Y$. Следует отметить, что второй метод, являющийся косвенным методом оценки углового положения зерна, обладает меньшей точностью работы из-за большого числа вычислительных операций. Кроме того, им можно пользоваться лишь тогда, когда повороты зерна в любых плоскостях и изменение контура зерна не вызывают значительных смещений координат "центра тяжести" изображения и положения его характерной точки контура.

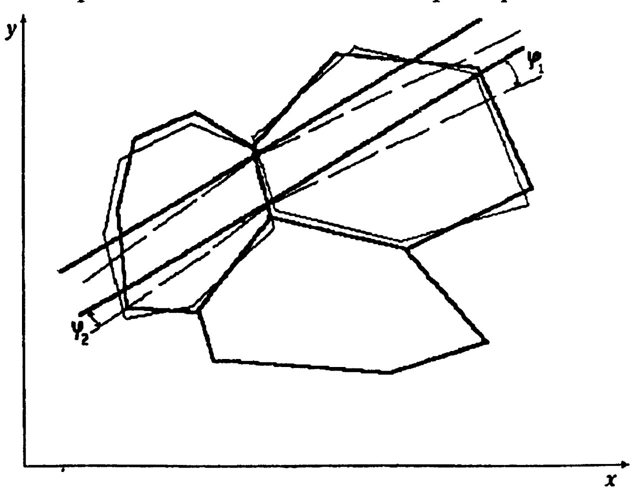


Рис. 8.8. К пояснению метода оценки угла поворота зерна с использованием рисок.

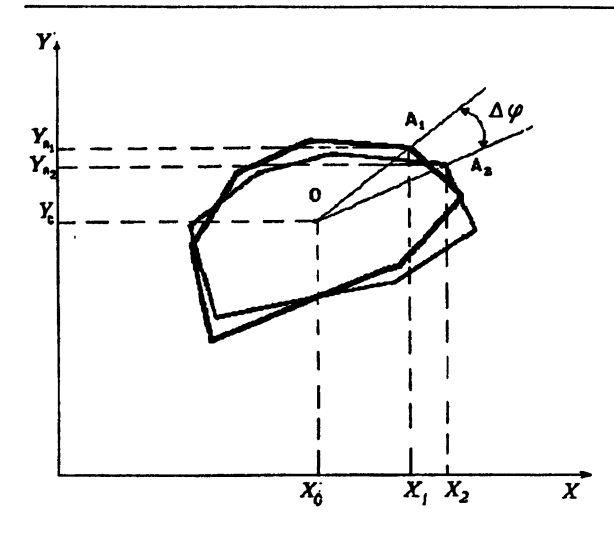


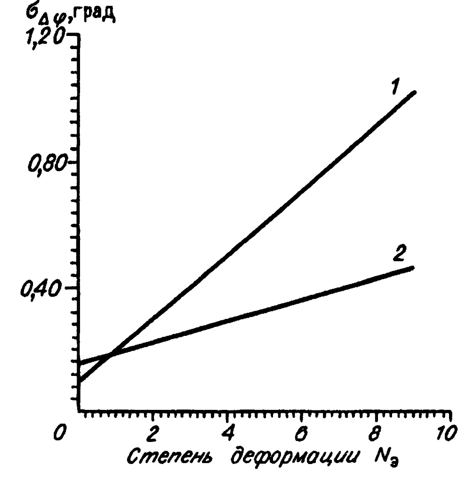
Рис. 8.9. К пояснению метода оценки угла поворота зерна с использованием характерных точек.

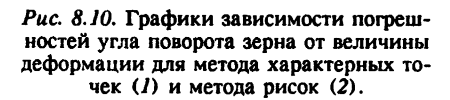
Результаты экспериментальных исследований этих методов приведены на рис. 8.10; графики построены для нахождения среднеквадратического отклонения $\sigma_{\Delta\varphi}$ оценки угла $\Delta\varphi$ в зависимости от степени деформации (номера эксперимента $N_э$, соответствующего определенной степени деформации материала).

Как уже отмечалось, первый пакет ПО содержит подпрограмму вычисления геометрических параметров зерна, т.е. [3]

$$S_з = \sum_{i=1}^{N_п} \Delta S_i, \quad K_ф = \frac{S_з}{P^2}, \quad K_к = \frac{\sqrt{S_з}}{P}, \quad Q = \frac{R_{min}}{R_{max}}, \qquad (8.8)$$

где $S_з$ — площадка зерна; ΔS_i — площадь элементарной площадки; $N_п$ — число элементарных площадок; P — периметр контура зерна; $K_ф$ — коэффициент формы; $K_к$ — коэффициент компактности; Q — коэффициент, отражающий степень вытянутости; R_{max}, R_{min} — максимальный и минимальный радиусы-векторы размера зерна. Использование геометрических характеристик (8.8) обеспечивает более широкий контроль за изменением зерна в процессе деформации материала — не только




Рис. 8.10. Графики зависимости погрешностей угла поворота зерна от величины деформации для метода характерных точек (*1*) и метода рисок (*2*).

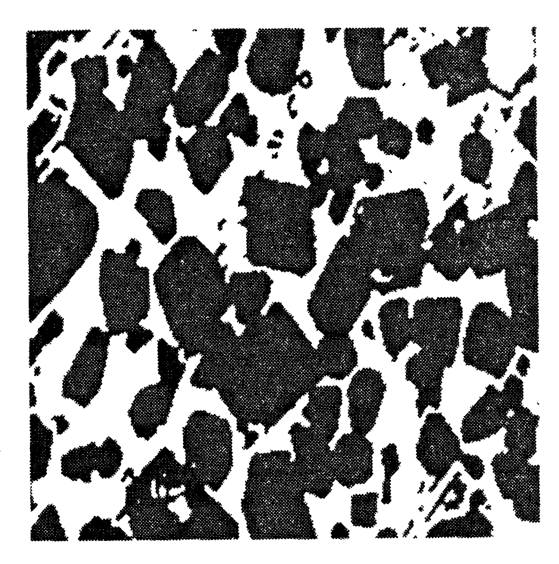


Рис. 8.11. Изображение двухфазной структуры.

положения зерна, но и изменения его формы.

Второй пакет ПО обеспечивает определение среднего размера включений (структурных элементов) в двухфазной структуре (рис. 8.11). ПО вычисляет размеры зерен, строит гистограмму распределения размеров зерен или яркости изображения (рис. 8.12, 8.13), вычисляет площадь, занятую зернами.

Таким образом, ОТИС, реализующие структурные алгоритмы анализа телевизионных изображений поверхности, позволяют оценивать положение (смещение и поворот) зерна, его геометрические характеристики и строить гистограммы распределения размеров зерен.

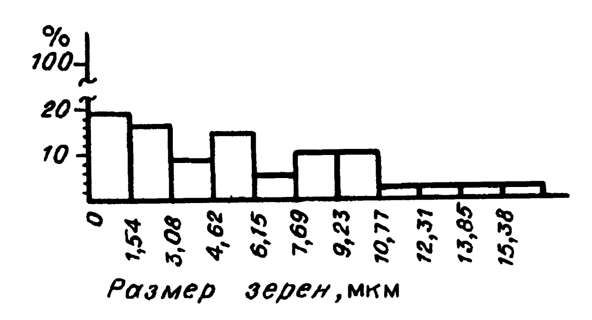


Рис. 8.12. Гистограмма распределения размеров зерен.

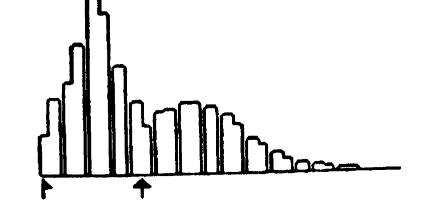


Рис. 8.13. Гистограмма яркости изображения.

8.4. ОТИС, измеряющие микрорельеф

Как уже отмечалось, одной из характеристик микрорельефа является фрактальная размерность D [5—7], которая соответствует любой самоподобной системе: при изменении линейных размеров в f раз фрактальная величина (например, длина контура или площадь поверхности) изменяется в f^D раз. Значение фрактальной размерности поверхности D заключено в пределах $2 < D < 3$ (гладкие поверхности имеют $D = 2$), а фрактальная размерность контурной линии $1 < D < 2$.

ОТИС, измеряющая фрактальную размерность, построена на основе растрового электронного микроскопа (РЭМ) и микроЭВМ (рис. 8.14). РЭМ, сканирующий поверхность исследуемого образца электронным лучом, регистрирует поток вторичных электронов (электронов, выбитых этим лучом с поверхности образца). Интенсивность потока вторичных электронов пропорциональна углу наклона конкретного участка поверхности в данный момент времени относительно падающего луча.

Таким образом, на выходе РЭМ формируется электрический сигнал, пропорциональный распределению наклонов участков поверхности исследуемого образца по площади его поверхности [26]. В зависимости от интенсивности потока вторичных электронов значение сигнала делится на 256 градаций яркости (сечение такого сигнала представлено на рис. 8.15), т.е. анализируемая поверхность описывается трехмерным яркостным изображением.

Оригинальным блоком ОТИС является устройство ввода изображений (УВИ), содержащее следующие изделия (см. рис. 8.14): У — усилитель; АЦП — аналого-цифровой преобразователь; ИС — интерфейс связи; ГЭЧ — генератор эталонной частоты; ВШУ — внутренняя шина устройства; РД — регистр данных; РА — регистр адреса; ПУТ — программно-управляемый таймер; Сч — счетчик; МД — мультиплексор данных; МА — мультиплексор адреса; ОЗУ — оперативное запоминающее устройство. УВИ подключается к микро ЭВМ с помощью канала общего пользования (КОП). Принцип действия УВИ описан в [3, 16, 19], поэтому кратко изложим его работу: видеосигнал и сигналы строчной и кадровой синхрони-

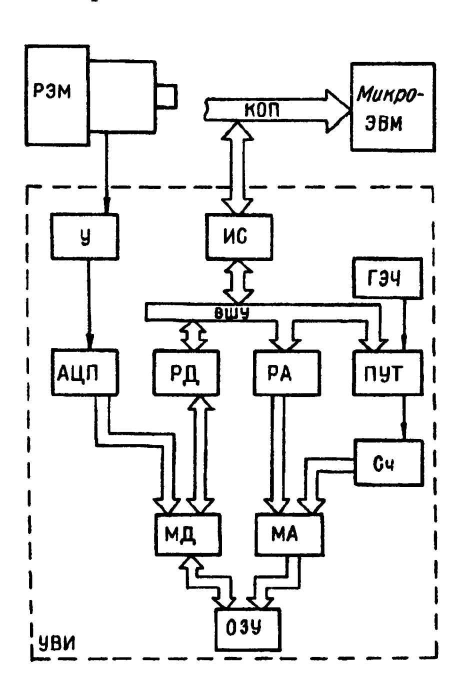


Рис. 8.14. Структурная схема ОТИС на РЭМ.

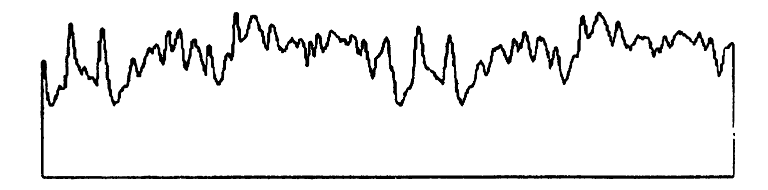


Рис. 8.15. Реализация сигнала, снимаемого с растрового электронного микроскопа.

зации от РЭМ поступают на блок усилителей У. АЦП преобразует аналоговый видеосигнал в 8-разрядный параллельный код, пропорциональный амплитуде сигнала в данный момент времени, который поступает на вход МД. С выхода МД значение видеосигнала записывается в ОЗУ по адресу, сформированному ГЭЧ, ПУТ, СЧ и поданному на адресный вход ОЗУ через МА. Значение видеосигнала в каждом интервале дискретизации может быть прочитано программой. При этом адрес из КОП через ИС и ВШУ записывается в РА и с его выхода подается на адресные входы ОЗУ через МА. Данные из ОЗУ через МД заносятся в РД и далее через ВШУ и ИС. УВИ позволяет считывать в микроЭВМ изображение 256 × 256 пиксел или 1024 × 1024 пиксел с 256 градациями яркости. Таким образом в УВИ формируется массив цифровых значений амплитуды выходного сигнала РЭМ. МикроЭВМ имеет произвольный доступ к любому значению амплитуды, хранящемуся в УВИ. После запоминания сигнала в УВИ вычисляется с помощью ЭВМ длина профиля каждой строки по формуле

$$L = \sum_{n=0}^{k} \sqrt{A(n) - A(n + R)^2 + R^2}, \tag{8.9}$$

где n — номер точки строки; A — амплитуда сигнала РЭМ; k — число элементов разложения изображения (по строке); R — масштаб, принимающий значения, кратные k. Причем длина измерения L вычисляется при разных масштабах измерения R. Строится график зависимости L от R в логарифмическом масштабе (рис. 8.16). Затем на

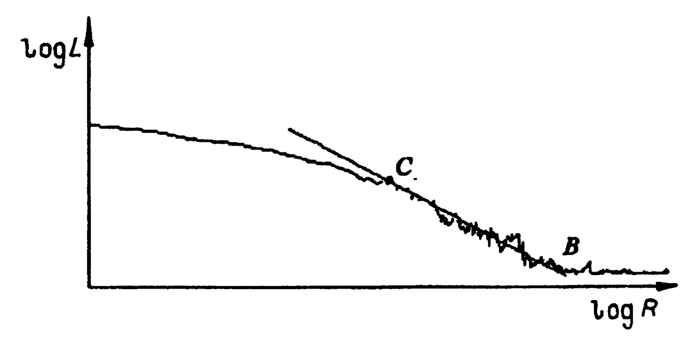


Рис. 8.16. К пояснению вычисления фрактальной размерности.

графике $L(R)$ выбирается участок, отстоящий на 15 % от максимального и минимального значений этой функции (на рис. 8.16 отмечен точками), и производится аппроксимация данного участка методом наименьших квадратов. Далее рассчитывается тангенс наклона данного участка к оси $\ln R$ и определяется фрактальная размерность по формуле $D = \mathrm{tg}\theta + 1$.

Программное обеспечение (ПО), написанное на языке Си, позволяет вычислять фрактальную размерность строки поверхности с быстродействием 2,0—8,0 с (256 пиксел) и 8,0—36 с (1024 пиксел). ПО позволяет также синтезировать любую деформированную поверхность, что дает возможность моделировать различные алгоритмы оценки степени деформации поверхности материала на основе определения параметров микрорельефа.

* * *

Таким образом, рассмотренные ОТИС осуществляют контроль деформации поверхности. Их можно использовать в качестве автоматизированных исследовательских комплексов для отработки алгоритмического и программного обеспечения аттестации поверхности, а также как приборы неразрушающего контроля, оперативно определяющие допустимое значение деформации поверхности в контрольных точках ответственных узлов конструкций (за исключением ОТИС на РЭМ).

В перспективе развития алгоритмического, аппаратурного и программного обеспечения и исследования ОТИС перечислим следующие нерешенные задачи:

— разработка новых и совершенствование известных алгоритмов эффективного (с высокой точностью и быстродействием) анализа дву- и трехмерных изображений, отображающих изменение поверхности различных материалов при разных стадиях нагружения;

— синтез и анализ математических моделей изображений и ОТИС;

— синтез быстродействующих вычислительных структур анализа изображения поверхности материала;

— синтез и анализ адаптивных ОТИС, приспосабливающихся к изменяющимся условиям работы (изменения освещенности рабочей зоны, масштабов ТИ и ЭИ и др.);

— создание более совершенной элементной базы ОТИС (эффективных видеопроцессоров, включая реализацию их в виде БИС), адаптивных датчиков оптической информации, имеющих входы управления от ЭВМ, прецизионных, быстродействующих, дешевых, простых и малогабаритных механизмов смещения и разворота датчиков изображения относительно рабочей зоны;

— разработка методик расчета САПР ОТИС (включая создание автоматизированных комплексов для аттестации поверхности материалов и конструкций);

— разработка метрологического обеспечения;

— создание ОТИС для решения различных практических задач.

Глава 9

МЕЗОСКОПИЧЕСКАЯ СУБСТРУКТУРА И УСТАЛОСТНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ

9.1. Основные положения

В соответствии с концепцией структурных уровней деформации твердых тел [1—3] деформируемый поликристалл является самоорганизующейся многоуровневой системой, в которой движение структурных элементов всех масштабов происходит самосогласованно. В основе этого самосогласования лежит вихревой характер пластического течения. Сдвиги в пределах структурного элемента инициируют на его границах поле поворотных моментов, действующих на данный структурный элемент со стороны окружения. Как следствие, возникают поворотные моды деформации на более высоком структурном уровне, реализующиеся широким набором аккомодационных механизмов поворотного типа. Деформируемое тело, как неравновесная синергетическая система, стремится включить наиболее эффективные каналы диссипации упругой энергии. Это неизбежно приводит к появлению наряду с кристаллографическим скольжением дополнительных механизмов деформации конвективной природы с формированием диссипативных структур различного масштаба: от микроскопических дислокационных до наиболее крупномасштабных (движение как целого зерен поликристаллов и их конгломератов). Следовательно, движение элементов структуры различного масштаба путем их трансляции и поворота — неотъемлемая часть процесса пластической деформации на всех его стадиях.

Самосогласование поворотных мод деформации смежных структурных элементов обусловливает возникновение в деформируемом поликристалле вихрей различного масштаба. Образующаяся в деформируемом твердом теле вихревая структура является динамической, ее характер определяется природой материала, его внутренней структурой и условиями нагружения. Когда масштаб вихрей становится соизмеримым с поперечным сечением образца, происходит разрушение материала.

При активном нагружении в условиях квазиоднородного распределения деформации вихри различного масштаба накладываются друг на друга и разделить их довольно трудно. Однако это удается сделать при знакопеременном нагружении, чему способствует сильная локализация деформации. В местах локализации пластической деформации возникают мощные концентраторы напряжений (мезоконцентраторы), которые

обусловливают с самого начала включение мезоскопических механизмов деформации: образование мезоскопических полос локализованной деформации, формирование вихрей мезоскопического масштаба, охватывающих целые конгломераты зерен, самоорганизация которых приводит к мезоскопической субструктуре. Именно с эволюцией мезоскопической субструктуры связано усталостное разрушение. Этот вопрос систематически изучался в работах [4—7].

Материалом исследований в [4—7] был свинец, а также сплавы на его основе. В свинце при комнатной температуре интенсивно протекает зернограничное проскальзывание, что способствует возникновению в зонах стесненной деформации сильной концентрации напряжений. Легирование свинца малорастворимыми добавками разного типа позволяет в широких пределах варьировать поведение границ зерен. Испытания на усталость проводили путем симметричного знакопеременного изгиба с частотой 430 мин$^{-1}$ и амплитудой $\pm$ 0,5 мм при комнатной температуре ($\sim$ 0,5$T_{пл}$). За количественную характеристику усталости взято число циклов до разрушения. Структурный анализ выполняли с помощью оптической и электронной растровой микроскопии, широко используя методы реперных сеток и прицельных наблюдений и съемок на разных стадиях усталости. Для изучения картины деформации на высоких структурных уровнях исследовали кинетику структурных изменений большого участка образца (5—8 мм^2). Для этого фотографировали его небольшие смежные области и путем монтажа полученных фотографий оформляли панораму всего участка. Измерение зернограничного проскальзывания, миграции границ зерен и фрагментации проводили по известным методикам [8, 9].

9.2. Общие закономерности структурных изменений на мезоуровне при знакопеременном нагружении поликристаллов

Принципиально важная особенность испытаний на усталость — непрерывное изменение направления действующего напряжения, в результате чего возникают специфические особенности характера деформации и структурных изменений в материале. Основными из них являются чрезвычайно сильная локализация деформации, формирование устойчивых полос сдвига, большая роль ротационной пластичности, эффекты экструзии — интрузии и др. [10—16]. Сильная локализация деформации наблюдается как в полосах усталости внутри отдельных зерен, так и в целом по образцу: наряду с сильнодеформированными присутствует множество слабодеформированных зерен. Учитывая только последнее обстоятельство, уже на начальных этапах усталости можно ожидать вовлечения в самосогласованную деформацию целых групп зерен. Очевидно, только так в данных условиях может реализоваться подстройка зерен, необходимая для развития аномально большой деформации активных зерен.

Результаты структурных исследований полностью подтвердили данное предположение. Так, на свинце и его сплавах установлено, что в зернах поликристалла действует не более двух систем скольжения. Принципиально важно при этом, что две системы скольжения сопрягаются, как правило, не в пределах одного зерна, а в конгломерате смежных зерен. Данное положение иллюстрирует фото 9.1 (см. вклейку), на котором представлена типичная картина усталости в свинце. Видно, что в зерне 1 действует одна система скольжения, а аккомодирует ее другая в зерне 2. Очевидно, деформация в обратном направлении приводит к релаксации напряжений, препятствующих сдвигу в прямом направлении. В результате при следующей смене знака нагружения скольжение может снова легко осуществляться по первичной системе плоскостей и т.д., что обеспечивает в ней локализацию аномально высокой деформации одного знака.

Кроме того, на этом рисунке показан встречный характер самосогласованного сдвига в смежных активных зернах 1 и 2, о чем свидетельствует противоположное направление миграции частей разделяющей эти зерна границы *AB*. Ее часть *AC* мигрирует в зерно 2 под действием направленного к границе одиночного скольжения в зерне 1, а часть *CB* — в зерно 1 за счет встречного скольжения в зерне 2. Как следствие, реализуется встречный поворот зерен 1 и 2, что требует закон сохранения момента количества движения.

Так формируются трансляционно-ротационные вихри на сравнительно низком структурном уровне, охватывая два-три зерна поликристалла. В процессе дальнейшего циклирования их самоорганизация в объеме образца обусловливает возникновение элементов мезоскопической субструктуры, соизмеримых с поперечным сечением образца. Характер и кинетика формирования такой субструктуры существенно зависят от возможности развития зернограничного проскальзывания.

9.3. Трансляционно-ротационные вихри и дисклинационная мезоскопическая субструктура в свинце

В чистом свинце в условиях интенсивного зернограничного проскальзывания формируется блочная крупномасштабная субструктура, представленная на фото 9.2, изображающем большой участок образца со средним размером зерен 200 мкм. Структура этого образца до деформации состоит из зерен обычной полиэдрической формы. После $5 \cdot 10^4$ циклов знакопеременного изгиба исходная зеренная структура претерпела радикальные изменения. К этому моменту сформировались крупные прямоугольные блоки, ограниченные грубыми полосами локализованной деформации, направленными преимущественно под углом 45° к оси образца. Учитывая характер этой структуры и размер ее элементов, промежуточный между величиной исходных зерен и всего образца, назовем ее крупноблочной мезоскопической субструктурой в отличие от терминологии В.И. Владимирова, который под мезоскопи-

ческим масштабным уровнем подразумевает уровень дислокационных субструктур [17].

Последовательный анализ картины формирования отдельных блоков показал следующее. Блоки образуются путем распространения ограничивающих их полос локализованной деформации, зарождающихся на границах зерен (в стыках зерен, на изгибах границ и в других местах концентрации напряжений). Распространяются они, как правило, в направлении максимальных касательных напряжений, пересекая многие границы зерен. Как следствие, границы блоков делят встречающиеся на их пути зерна на части, принадлежащие в дальнейшем разным блокам. Таким путем в процессе циклического нагружения исходная зеренная структура поликристалла постепенно переходит в блочную мезоскопическую. Скольжение внутри блока осуществляется по одной системе плоскостей, несмотря на наличие в нем зерен с разной ориентацией. Направления полос скольжения и одной пары противоположных границ блока обычно совпадают.

В литературе известны многочисленные наблюдения в процессе усталости различных металлов подобных структурных элементов деформации прямоугольной формы с границами, направленными под углом 45° к оси нагружения [18—23]. Такую структуру называют прямоугольной или алмазной. Однако ее формирование связывают с миграцией границ зерен, в процессе которой границы имеют тенденцию перемещаться по плоскостям максимальных касательных напряжений, постепенно приближаясь по ориентации к направлениям под углом 45° к оси образца. Как показал специальный анализ, сформировавшиеся в свинце границы блоков не связаны с границами зерен, а следовательно, и с их миграцией.

С учетом того, что степень зернограничного проскальзывания зависит от размера зерна, было исследовано влияние этого фактора на характер и кинетику формирования блочной мезосубструктуры в свинце. Типичная структура свинца со средней величиной зерна 1000 мкм приведена на фото 9.3. Анализ показывает, что и в данном случае формируются прямоугольные блоки, ограниченные полосами локализованной деформации, распространяющимися в направлении максимальных касательных напряжений. Средний размер блоков в мелко- и крупнозернистом образцах примерно одинаковый. Отличие состоит в том, что в первом случае блоки охватывают несколько целых зерен и их частей, а во втором они формируются, как правило, на базе одного зерна или частей нескольких зерен, а затем внутри крупных блоков образуются более мелкие. Последний факт согласуется с законами вихревого движения: невозможность поворота большого вихря обусловливает возникновение в его пределах более мелких вихрей.

Независимость размера блоков от величины исходных зерен свидетельствует о том, что материал, очевидно, стремится к формированию мезоскопической субструктуры с элементами критического размера, который, по-видимому, определяется геометрическими размерами образца. Характерно, что в рассматриваемых условиях величина зерна не влияет и на циклическую долговечность. Это значит, что по мере роста

числа циклов нагружения начинает играть ведущую роль динамическая субструктура, образующаяся в процессе нагружения, а роль исходной зеренной структуры постепенно сводится к нулю. Аналогичные данные получены в [24] на α-Fe в области температур испытания 400—700 °С. Здесь также установлено, что циклическая долговечность не зависит от размера зерна. Формирующаяся при этом структура представляет собой блоки, ограниченные попарно параллельными полосами, пересекающими зерна, а само явление было названо макрополигонизацией.

Рассмотрим механизм зарождения и роста полос локализованной деформации на примере полосы *CDE*, сравнивая фото 9.3, *a*, *b*, изображающие одно и то же место при разном числе циклов нагружения. В большом зерне 1 (фото 9.3, *б*) с сильно выраженным одиночным скольжением первичный поток деформационных дефектов сопровождается сильным материальным поворотом и порождает на встречной границе *AB* интенсивное зернограничное проскальзывание, степень которого различна на разных участках границы. Неоднородность зернограничного проскальзывания обусловливает локальную миграцию этой границы в окрестности точки *C*, где концентрация напряжений максимальна. В этой зоне стесненной деформации возникает локальный источник *C*, который порождает полосу локализованной деформации *CDE*, распространяющуюся в зерно 1. Подобные полосы возникают и в других зернах, испытывающих сильное зернограничное проскальзывание. Самоорганизация таких полос локализованной деформации в объеме всего образца приводит к возникновению мезоскопической блочной субструктуры. Специальный анализ показал, что в этом случае границы блоков, как правило, не совпадают с границами зерен, а пересекают их.

Количественными измерениями степени проскальзывания зерен 1 и 2 по их общей границе *AB* и длины полосы *CDE* (фото 9.3, *б*) в зависимости от числа циклов нагружения установлено, что существует прямая зависимость между степенью проскальзывания по границе и длиной полосы локализованной деформации, исходящей из этой границы (рис. 9.1). Очевидно, источник *C* локализованной деформации непрерывно подпитывается зернограничными потоками деформационных дефектов и, следовательно, потоками первичного скольжения в зерне 1.

Для получения усредненной картины развития полос локализованной деформации описанные измерения проскальзывания по границам зерен, а также длины и ширины исходящих из них полос были проведены на 20 случайных участках, содержащих такие полосы. Результаты измерения этих величин приведены на рис. 9.2. Видно, что зависимости среднего сдвига по границам, а также средней длины и ширины полос локализованной деформации от $\ln N$ имеют одинаковый характер. Все это указывает на общность органической взаимосвязи между процессами зернограничного проскальзывания и формирования полос локализованной деформации.

Исследование областей, содержащих указанные полосы, методом интерференционной микроскопии показало, что участки зерна, распо-

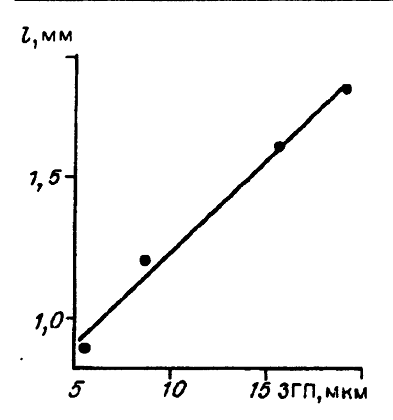


Рис. 9.1. Зависимость длины полосы локализованной деформации от степени сдвига по границе, на которой она зародилась.

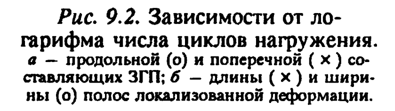
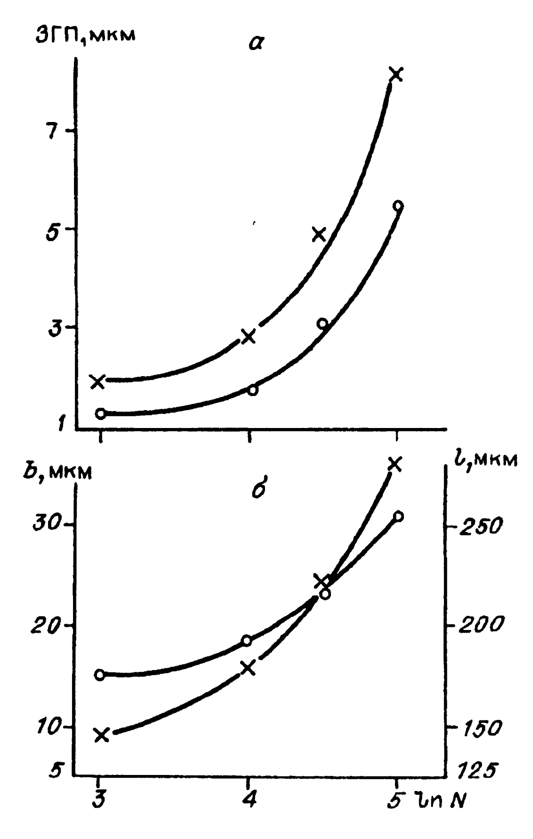


Рис. 9.2. Зависимости от логарифма числа циклов нагружения. *а* – продольной (о) и поперечной (×) составляющих ЗГП; *б* – длины (×) и ширины (о) полос локализованной деформации.



ложенные по разные стороны полосы, разориентированы относительно друг друга на углы ~10° и более. Следовательно, в полосах сосредоточена деформация ротационного характера. По существу наблюдаемые полосы подобны microbands [25—27], которые также имеют некристаллографическую природу, но развиваются на фоне дислокационной субзеренной структуры. Изучаемые в настоящей работе полосы деформации отличаются фактически лишь более крупным масштабом — они развиваются в рамках зеренной структуры поликристалла и по аналогии могут быть названы macrobands [4].

Другими словами, трансляционные потоки деформационных дефектов на мезомасштабном уровне порождают связанные с ними частичные дисклинации, как аккомодационные поворотные моды деформации. В условиях сильной локализации деформации преимущественное направление частичных дисклинаций совпадает с направлением максимальных касательных напряжений (~ 45° к оси образца). Поэтому объединение соседних пар частичных дисклинаций приводит к формированию дисклинационной субструктуры, ячейки которой содержат много прямых углов (фото 9.2, 9.3, *б*).

Таким образом, знакопеременное нагружение поликристалла способствует укрупнению структурных элементов деформации, а следовательно, и концентраторов напряжений. Очевидно, именно возникновение крупномасштабной субструктуры с элементами прямоугольной формы является причиной того, что свинец, будучи весьма пластичным при статических нагрузках, разрушается хрупко при знакопеременном нагружении под воздействием сравнительно небольшого числа циклов нагружения [15, 16].

Совокупность внутризеренных трансляционных потоков деформационных дефектов и связанных с ними ЗГП и частичных дисклинаций образует в конгломератах деформирующихся зерен трансляционно-ротационные вихри [7]. Они охватывают большое число зерен поликристалла и обнаруживаются только на высоком структурном уровне. Теория таких вихрей рассмотрена в [28]. На разных стадиях усталости присходят объединение частичных дисклинаций смежных вихрей и образование протяженных ступенчатых дисклинационных полос в поперечном сечении образца. Когда трансляционно-ротационная субструктура охватывает все поперечное сечение образца, в этих полосах развиваются несплошности, приводящие к формированию магистральной трещины и усталостному разрушению материала (см. рис. 1.5).

9.4. Влияние геометрических размеров образца на характер и кинетику формирования мезоскопической блочной субструктуры

Для выяснения природы усталостного разрушения очень важно понять факторы, определяющие размеры блоков мезоскопической субструктуры. В соответствии с законом структурных уровней деформации твердых тел самоорганизация вихрей различного масштаба должна давать нулевой поворотный момент в пределах всего образца. Поэтому можно ожидать корреляции размеров блоков мезоскопической субструктуры с геометрическими размерами образца.

В связи с изложенным было исследовано влияние размеров поперечного сечения образца на циклическую долговечность и характер мезосубструктуры. Для этого были проведены испытания на усталость свинца и его сплавов на образцах разной ширины. Зависимости числа циклов до разрушения от ширины образца приведены на рис. 9.3. Как видно, для всех материалов, за исключением сплава Pb—Sn, циклическая долговечность падает с уменьшением ширины образца.

Установленная закономерность согласуется с результатами структурных исследований. Так, блоки мезоскопической субструктуры начинают формироваться от боковых поверхностей образца. При этом первичным в образовании блоков являются большие активные зерна, благоприятно ориентированные к внешним напряжениям и инициирующие генерацию частичных дисклинаций.

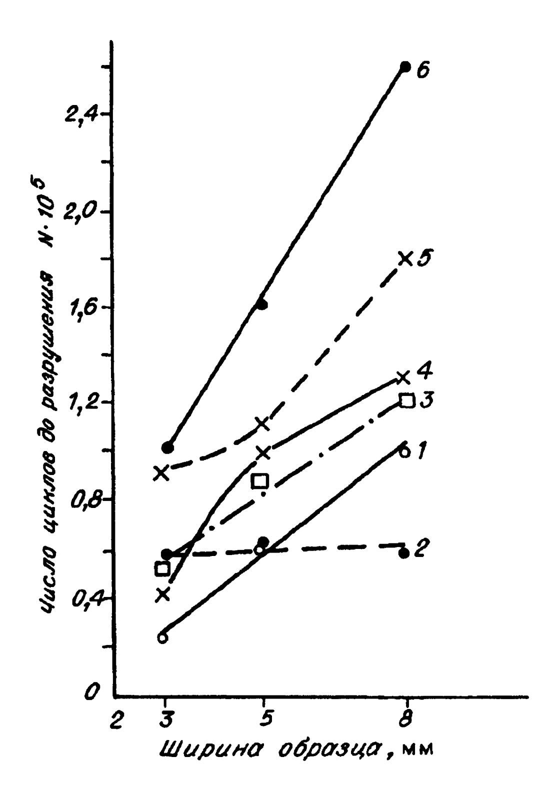


Рис. 9.3. Зависимости числа циклов до разрушения от ширины образцов.

1 – Pb; *2* – Pb + 1,9 % Sn; *3* – Pb + 0,01 % As; *4* – Pb + 0,03 % Cu; *5* – Pb + 0,24 % Sb; *6* – Pb + 0,03 % Te .

Сравнение блочной мезосубструктуры в узком и широком образцах показывает, что в узком образце размер блоков меньше, чем в широком. Это может быть связано с взаимодействием поля дисклинации с боковой поверхностью образца. Искривление последней при движении дисклинации в одном направлении максимальных касательных напряжений должно вызывать встречное поле от боковой поверхности и соответственно движение дисклинации в сопряженном направлении максимальных касательных напряжений. Другими словами, знак поворота материала при движении вдоль образца должен непрерывно осциллировать. Период такой осцилляции и соответственно размер дисклинационных блоков должны зависеть от размеров поперечного сечения образца.

Наряду с этим с уменьшением ширины образца мезоскопическая субструктура быстрее "прорастает" через все его поперечное сечение. Поэтому циклическая долговечность снижается с уменьшением ширины образца. В узких образцах полосы локализованной деформации сравнительно быстро (при значительно меньшем числе циклов N, чем в широких) проходят через все поперечное сечение образца, приводя к последующему разрушению материала. Для узких образцов характерно, что почти все линии скольжения направлены под углом 45° к оси образца, но так, что в разных половинах вдоль образца они расположены перпендикулярно друг другу (рис. 9.4, *а*). Как известно [29], протяженные линии под углом 45° возникают в материале с его критическим состоянием (критическая плотность дефектов). Отсюда ясно, что в узких образцах вследствие большой доли зерен, выходящих на поверхность и имеющих повышенную степень свободы, практически весь материал находится в критическом состоянии. Это вызывает быстрое развитие несплошностей и усталостное разрушение.

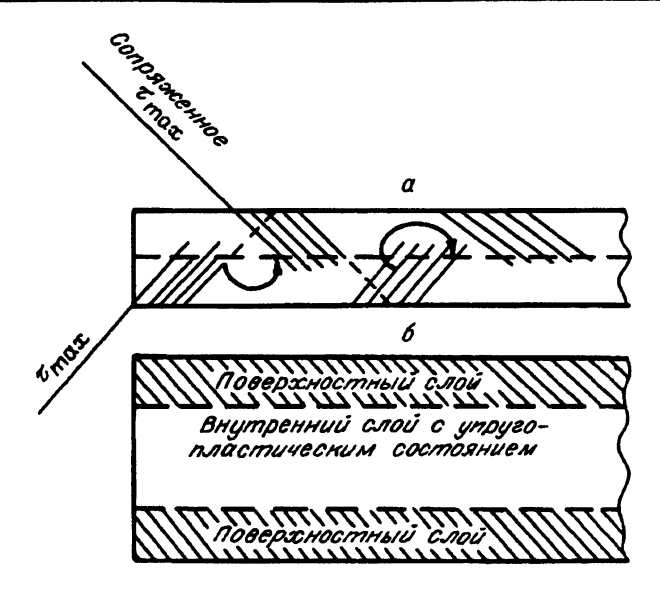


Рис. 9.4. Схематическое изображение картины скольжения в узком (*а*) и широком (*б*) образцах свинца.

В широких образцах дисклинации также формируются у боковой поверхности, но середина образца еще долго не охвачена ими. Лишь когда границы блоков распространятся через все поперечное сечение, эволюция разворотов приводит к формированию микротрещин. Другими словами, в случае если имеется внутренний слой, находящийся в упругопластическом состоянии, медленнее достигается критическое состояние, развиваются несплошности и усталостное разрушение (см. рис. 9.4, *б*).

Таким образом, на основании полученных результатов можно заключить, что критерием усталостного разрушения является завершение формирования мезоскопической субструктуры во всем поперечном сечении образца.

9.5. Влияние легирования на характер мезоскопической субструктуры и циклическую долговечность свинца

Из изложенных результатов следует, что для предотвращения усталостного разрушения поликристаллов необходимо подавить зарождение мезоскопической субструктуры и ее распространение через все поперечное сечение образца за счет максимального уменьшения степени локализации деформации, чтобы не допустить формирования мезоконцентраторов напряжений. С этой целью было исследовано влияние легирования на механизм деформации и долговечность свинца при

циклическом нагружении. Для целенаправленного воздействия на состояние границ зерен и кристаллической решетки самих зерен и тем самым на характер диссипативной структуры поликристалла вводили малорастворимые в свинце легирующие элементы двух типов: горофильные и горофобные. Первые (Sn, Sb, As) образуют существенную сегрегацию на границах зерен свинца [31]. Их влияние на состояние границ зерен и связанные с ними процессы деформации определяется действием двух противоположно направленных факторов. С одной строны, они, сегрегируя на границах зерен, понижают их поверхностную избыточную энергию, а следовательно, и подвижность. С другой, понижая энергию образования вакансий [32], т.е. возбуждая границы зерен, они усиливают их подвижность. Степень и знак влияния конкретной добавки определяются преобладанием того или иного фактора. Элементы второго типа (Cu, Te) горофобны по отношению к свинцу, т.е. не склонны к сегрегации по границам зерен [31]. Накапливаясь на фронте движения границ за счет сил отталкивания и, кроме того, образуя в решетке матрицы кластеры с прочными ковалентными связями, как, например, Te, они всегда снижают подвижность границ зерен. В последнем случае эффект подавления зернограничного проскальзывания усиливается вследствие затруднения аккомодационных процессов поворотного типа (фрагментации, экструзии—интрузии, миграции границ) в приграничных зонах. Концентрацию добавок брали в пределах твердого раствора, часто вблизи предела растворимости при 300 K, что обусловливает наибольшее возмущение решетки при твердорастворном упрочнении [30] и понижение ее сдвиговой устойчивости.

Влияние указанных легирующих добавок на циклическую долговечность свинца (N — число циклов до разрушения) можно проследить по представленным ниже данным:

Состав	$N \cdot 10^{-5}$
Pb	1,00
Pb + 0,4 % Sn	0,55
Pb + 1,0 % Sn	0,46
Pb + 1,9 % Sn	0,60
Pb + 0,01 % As	1,20
Pb + 0,24 % Sb	1,80
Pb + 0,5 % Sb	2,30
Pb + 0,3 % Cu	1,30
Pb + 0,03 % Te	2,60

Видно, что олово заметно понижает эту характеристику свинца во всей области твердого раствора. Остальные добавки повышают ее, но в разной степени. Наибольший эффект наблюдается при легировании свинца горофобным теллуром, образующим со свинцом химическое соединение.

Структурными исследованиями установлено, что при подавлении зернограничного проскальзывания в свинце легированием затрудняют-

ся зарождение и распространение полос локализованной деформации и, как следствие, изменяется характер мезоскопической субструктуры. Наибольшей сегрегационной способностью по отношению к границам зерен в свинце обладает мышьяк. В работе [33] для сплава Pb + 0,01 % As установлено, что указанное легирование весьма сильно повышает параметр Петча *K*, связанный с состоянием границ зерен и приграничных зон, и практически не влияет на параметр σ_0, характеризующий состояние объемов зерен. То есть в поликристалле сплава Pb + 0,01 % As границы зерен сильно блокированы, а сами зерна остаются мягкими, как в свинце. В результате в этом сплаве формируются конгломераты — вихри. На фоне внутризеренного одиночного скольжения возникают локальные смятия в приграничных зонах. Сравнение структур на разных этапах усталости показывает, что зоны локальных смятий возникают по границам будущих конгломератов, примерами которых являются *ABCDEFQ* и *BAMNK* (фото 9.4). В каждый конгломерат вовлекается много зерен, а так как в данном сплаве ЗГП подавлено, весь этот блок материала разворачивается как целое с формированием на его границах мощных концентраторов напряжений, проявляющихся в виде темных локальных смятий. При дальнейшем увеличении числа циклов нагружения наряду с усилением внутризеренного скольжения происходит слияние отдельных мест локальных смятий в сплошные темные полосы, ограничивающие каждый конгломерат, по которым на стадии предразрушения развиваются усталостные трещины.

Если конгломерат зерен имеет резко выраженную неравноосную форму, то в угловых точках, как в местах сильной концентрации напряжений, зарождаются широкие полосы локализованной деформации, распространяющиеся затем через несколько зерен в направлении максимальных касательных напряжений. Пример такой полосы *AB* показан на фото 9.5. Зародилась она на углу *A* конгломерата зерен *ACDKA*, т.е. в области концентратора напряжений, возникшего в результате поворота этого конгломерата. В дальнейшем по данной полосе, как по месту с сильно дефектной структурой, развивается усталостное разрушение.

Таким образом, при наличии мезоконцентраторов напряжений и, следовательно, мезоскопической субструктуры усталостное разрушение может идти по границам деформационных конгломератов и по полосам локализованной деформации. Такое легирование незначительно повышает циклическую долговечность свинца (см. приведенные выше данные).

Иная картина в сплаве Pb—Sn. Олово, составляющее со свинцом, как и мышьяк, простую эвтектическую систему, но имеющее на два порядка более высокую растворимость в свинце, оказывает заметное влияние на состояние границ и объемов зерен. Характерной особенностью твердых растворов Pb—Sn при низких и средних температурах является пониженная сдвиговая устойчивость решетки. Как следствие, для них обнаружены аномалии зависимостей $\sigma_0(T)$, $\sigma(T)$ и $\sigma(C)$ (*C* — концентрация твердого раствора), сильно выражены процессы квазивязкого течения особенно в зонах стесненной деформации [33, 34].

Микроструктура сплава Pb + 1,9 % Sn представлена на фото 9.6. На этом материале особенно отчетливо наблюдается последовательное включение отдельных зерен в циклическую деформацию поликристалла. На ранних этапах усталости линии скольжения видны лишь в небольшом количестве зерен. Причем такие зерна распределены по образцу не беспорядочно, а сгруппированы в пары, тройки зерен с самосогласованным скольжением.

При достаточно большом числе циклов нагружения (фото 9.6) происходит объединение активных зерен в петли с сохранением в их центральной части слабодеформированных зерен (например, 1, 2, 3). Обращает внимание чрезвычайная локализация деформации как внутри зерен в полосах усталости, так и в отдельных зернах поликристалла: многие зерна в разрушенном материале остались практически недеформированными. Тем не менее признаки локальных смятий приграничных зон отсутствуют. Связано это с тем, что в сплаве Pb—Sn приграничные зоны очень мягкие, поэтому дисклинация не может распространяться через границы и приграничные зоны, она гасится в квазивязких приграничных зонах локализованной деформации. Вязкие границы зерен обусловливают сугубо близкодействующее взаимодействие — все концентраторы напряжений сильно релаксируют, конгломераты из жестких зерен (как в сплаве Pb—As) не образуются. Поэтому деформирующиеся зерна подстраиваются друг к другу эстафетно, образуя петли. При дальнейшем циклировании замкнутая петля поворачивается как целое, и "эллипсоид" сжимается внешним окружением. Этот процесс завершается прохождением усталостной трещины через внутренний объем петли (фото 9.6). Такое легирование, понижающее сдвиговую устойчивость решетки особенно сильно в приграничных зонах, облегчает формирование мезосубструктуры и, как следствие, резко понижает сопротивление усталости (см. данные на с. 204).

На сплаве Pb—Sn получена исключительно четкая картина разрушения (фото 9.6). Усталостные трещины имеют ярко выраженную зигзагообразную форму, распространяются по границам зерен или крупных фрагментов, на которые разбиваются сильнодеформированные зерна. В месте разрушения зерна испытывают поворот, иногда очень сильный. Такой случай представлен на фото 9.7, на котором небольшое зерно, окруженное трещинами, развернулось на угол около 30°. Положение линий координатной сетки, разорванных на границах этого зерна, свидетельствует о том, что у поворота смежных с ним зерен противоположное направление. Это означает, что трещина связана с разворотом, имеющим противоположный знак по отношению к поворотным модам структурных элементов деформации.

Противоположностью олова является теллур — горофобная по отношению к свинцу добавка, концентрирующаяся на дефектах решетки. Вступая в химическое соединение со свинцом, теллур образует жесткие ковалентные связи с атомами свинца, повышая жесткость решетки и сильно измельчая зеренную структуру. В этих условиях

движение зерен как целого затруднено, что обусловливает более однородное распределение нагрузки между зернами. Структура сплава Pb + 0,03 % Te после разрушения представлена на фото 9.8. Видно, что в нем значительно более равномерное, чем в сплаве Pb—Sn, распределение деформации и внутри зерен, и между зернами. Для мезосубструктуры также характерно образование вихрей — петель, но они значительно мельче, чем в сплаве Pb—Sn. Мельче и зигзаги трещин. В итоге время "прорастания" сечения образца мезоскопической субструктурой увеличивается, и существенно возрастает долговечность (см. данные на с. 204).

Подобная картина наблюдается для двухфазного сплава Pb + 0,5 % Sb, в котором также формируются мелкие конгломераты — петли (фото 9.9), что сопровождается высокой циклической долговечностью. Причина этого заключается в том, что включения второй фазы при сдвигах дают свои вихри (сдвиг разворачивает частицу, встретившуюся на его пути) и размеры всех вихрей уменьшаются.

* * *

Совокупность результатов систематического исследования мезоскопических механизмов деформации поликристаллов свинца и сплавов на его основе свидетельствует о том, что усталостное разрушение обусловлено эволюцией вихревой мезоскопической субструктуры. В основе деформации этого вида лежит множественное скольжение, разнесенное в смежные зерна. Это обусловливает чрезвычайно сильную локализацию сдвига в полосах усталости в отдельных благоприятно ориентированных зернах и самосогласованное объединение последних в деформационные конгломераты.

В чистом свинце деформационные конгломераты ограничены частичными дисклинациями, зарождающимися на границах зерен и распространяющимися в направлении максимальных касательных напряжений. Установлена прямая связь между развитием частичных дисклинаций и сдвигом по границам зерен, на которых они зародились. Развитие и самоорганизация частичных дислокаций приводят к формированию блочной мезоскопической трансляционно-ротационной субструктуры, определяющей циклическую долговечность поликристалла.

Чтобы предотвратить усталостное разрушение, нужно максимально уменьшить степень локализации деформации и не допустить формирования полосовой структуры (мезоконцентраторов напряжений). Этому способствуют следующие моменты: измельчение зерен и, как следствие, масштаба вихрей; подавление ЗГП и связанного с ним движения зерен как целого; усиление сдвиговой устойчивости решетки зерен с целью затруднения внутризеренных аккомодационных процессов. В то же время необходимо сохранить сдвиговую неустойчивость границ зерен для облегчения релаксации на границах зерен любых концентраторов напряжений потоками зернограничных дефектов.

Глава 10

ДИНАМИКА МЕЗОСКОПИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЕЙ И СПЛАВОВ

10.1. Общие аспекты мезомеханики поликристаллов

Изучение общих закономерностей эволюции многоуровневых диссипативных структур и их устойчивости в ходе пластического течения важно как для понимания физики реальных процессов формоизменения, так и для создания материалов с заранее заданными свойствами.

К настоящему времени получило развитие новое научное направление — физическая мезомеханика структурно-неоднородных сред [1], в основе которой лежит концепция структурных уровней деформации [2]. При этом пластическое течение рассматривается как диссипативный процесс, протекающий путем релаксации сильновозбужденного состояния и сопровождающийся самоорганизацией пространственно-временных фрактальных структур.

На некоторой фазе эволюции под действием внешнего поля накачка энергии в микрообъемы превосходит скорость ее отвода различными по своей природе релаксационными механизмами. В результате нарушения энергетического баланса система теряет устойчивость. Это приводит к переходу локальных микрообъемов в сильновозбужденное состояние. Если при этом исчерпан ресурс пластичности данного структурного уровня, а запуск делокализационного механизма по какой-либо причине заблокирован, то пластическое течение быстро переходит на макроуровень с последующим образованием магистральной трещины и разрушением.

Для сохранения сплошности твердого тела при внешних воздействиях необходимо повысить динамическую активность мезоуровня с целью уменьшения характерных масштабных длин опасных концентраторов и обеспечить более однородное распределение дальнодействующих полей внутренних напряжений. В некоторых случаях это возможно за счет создания специфического упорядоченного структурно-неоднородного композита с различными масштабами структурной неоднородности.

Основная задача представленной работы заключается в том, чтобы показать ведущую роль мезоуровня в структурообразовании и возбуждении ротационных мод пластического течения с целью оптимизации формирующейся гетерогенной структуры.

Для исследования были выбраны промышленные аустенитные дисперсионно-твердеющие сплавы на железо-никелевой основе типа 36НХТЮ, никель-хромовой основе 40ХНЮ и 47ХНМ, а также высокоазотистые легированные ванадием стали Х18АГ15Н7Ф и Х20АГ20Ф. Перечисленные материалы относятся к классу сплавов с прерывистым типом распада, в которых реакция выделения упрочняющей фазы происходит на мигрирующих границах зерен.

Основная часть приведенных результатов получена на сплаве 36НХТЮ, в котором структурно-фазовые превращения достаточно хорошо изучены [3], и поэтому он в какой-то мере является прекрасным модельным материалом. В холодном деформированном сплаве при старении развиваются комплексные реакции рекристаллизации и распада с выделением метастабильной γ'-фазы типа $Ni_3(Al, Ti)$ со структурой $L1_2$, а на поздних стадиях старения выделяется стабильная η-фаза типа Ni_3Ti со структурой DO_{24}.

В сплавах на никель-хромовой основе по непрерывному и прерывистому механизму выделяется α-фаза, представляющая собой твердый раствор на основе хрома с ОЦК-решеткой.

В сплавах, легированных азотом, основные упрочняющие фазы — Cr_2N и VN, которые также образуются в ходе прерывистых и непрерывных реакций.

Таким образом, для анализа выбраны сплавы с когерентными и некогерентными фазами, с различными дисперсностью и морфологией частиц, объемной долей и типом сопряжения с матрицей.

10.2. Структурно-ориентационная неустойчивость и эволюция диссипативных структур в ходе пластического течения

На любой стадии пластического течения независимо от схемы напряженного состояния наблюдается широкий спектр дислокационных субструктур (ДСС), различающихся плотностью и характером распределения, что обусловлено локальной неоднородностью развития пластической деформации, связанной с различной кристаллографической ориентацией отдельных зерен относительно оси деформации. В разных интервалах степеней деформации могут одновременно наблюдаться несколько типов ДСС, которые являются промежуточными и по мере нарастания деформации трансформируются в другие с той или иной степенью дефектности и упорядоченности.

Движущими силами таких структурных превращений выступают несколько факторов, главные из которых следующие: структурно-ориентационная неустойчивость исходного дислокационного ансамбля; неоднородность в пространственном распределении дислокаций; поля дальнодействующих напряжений; степень стесненности деформации; одновременное действие нескольких механизмов деформации на разных структурных уровнях и другие.

Анализ литературных данных [4—11] по эволюции ДСС в ходе пластической деформации свидетельствует о том, что стадийность пластического течения связана со сменой механизма деформации, а следовательно, и типами ДСС и находит свое отражение на картах структурных состояний [4, 5]. Последовательность структурных превращений носит общий характер, не зависит от схемы напряженного состояния (растяжение, прокатка, изгиб и пр.) и выполняется в случае как монотонного, так и циклического нагружений, а также при различных видах ударного нагружения.

В исследуемых сплавах и сталях практически независимо от исходного структурного состояния в ходе пластического течения наблюдается следующий спектр дислокационных структур. При малых степенях деформации ($e < 0{,}1$, где e — истинная логарифмическая деформация) преобладает хаотическое квазиоднородное распределение прямолинейных и искривленных дислокаций. При наличии препятствий (в сплавах с предварительно введенными частицами) появляются плоские скопления дислокаций различной мощности. При увеличении степени деформации из-за развития множественного скольжения формируются дислокационные структуры, содержащие клубки и сетки дислокаций, а также другие плоские и пространственные дислокационные преобразования.

Дальнейшее увеличение степени деформации приводит к трансформации дислокационных сеток в хаотическую замкнутую, т.е. несовершенную слаборазориентированную ячеистую структуру (фото 10.1, *а*, см. вклейку). С развитием деформации происходит накопление плотности дислокаций в стенках ячеек, при этом увеличивается степень разориентированности до 0,2—0,5°. На микродифракционных картинах размытие рефлексов в азимутальном направлении начинает различаться на больших углах отражения. В отдельных ячейках есть области с высокой плотностью дислокаций, а также свободные от дислокаций. Ячейки неоднородны по величине, их средний размер составляет 3—5 мкм при степени деформации 50 %, стенки ячеек широкие и имеют размытый характер. При накоплении дислокаций в границах ячеек разориентация между соседними областями плавно нарастает, и по мере того как развороты на субграницах достигнут некоторой критической величины, встраивание свободных дислокаций в границы ячеек становится невозможным, поскольку расстояние между дислокациями в стенке составляет порядка вектора Бюргерса. Начинается очередное накопление дислокаций внутри ячеек, сопровождающееся деформационным упрочнением.

Наряду с ячеистой структурой в отдельных участках встречаются двойники деформации, которые в процессе деформации трансформируются в микродвойниковые колонии и отдельные микродвойники. Аккомодационное двойникование при стесненности деформации наблюдается вблизи границ зерен, частиц второй фазы и локальных концентраторов напряжений. Объемная доля двойниковой структуры достигает 10—15 % при $e \sim 0{,}5$—$0{,}7$ и уменьшается до нуля при $e \sim 1{,}5$—$1{,}7$. Формирование ячеистой субструктуры может быть представлено как

первая из неустойчивостей в ходе пластической деформации. По механизму своего образования, существованию точки бифуркации на зависимости локальной плотности дислокаций от степени деформации, а также наличию характерных признаков кинетического фазового перехода [4] ячеистая структура может быть отнесена к классу диссипативных структур. Она предопределяет дальнейший ход эволюции, т.е. возникновение полосовых и фрагментированных субструктур, потерю устойчивости, выход пластического течения на макроуровень и последующее разрушение.

На стадии эволюции, соответствующей степени деформации $e \sim 1—2$, происходят пространственная и зарядовая поляризации первоначально квазиоднородного дислокационного ансамбля, следствием чего является образование диссипативной структуры более высокого уровня в виде мезополос ротационного типа. Термодинамический стимул такого перехода — относительный минимум энергии новой формирующейся мезоструктуры с наиболее энергетически выгодным распределением дефектов. Кинетическая выгодность процесса обусловлена коллективными эффектами при перестройке в системе дислокаций и возникновением новых упорядоченных структур при самоорганизации, позволяющих более эффективно диссипировать подводимую извне энергию.

В общем случае полосовыми структурами или полосами переориентации (ПП) [6—9, 12—16] называют разориентированные относительно матрицы области, у которых один из размеров оказывается во много раз меньше двух других. Основные количественные характеристики ПП следующие: ширина мезополос, расстояние между субграницами, разориентация относительно окружающего объема, форма фронта незавершенных полос, строение внутри полосы, некристаллографический характер распространения и другие параметры. Ширина ПП варьируется в больших пределах, от 0,1 — 1 мкм (мезоуровень) до размеров образца (макроуровень). Отличительная особенность ПП — необычно высокая степень кривизны кристаллической решетки, при этом изгиб-кручение внутри полосы может достигать 0,1 рад/мкм [15], а кривизна решетки может быть параметром превращений [14], приводящих как к появлению, так и исчезновению полосовой субструктуры. Высокая кривизна кристаллической решетки внутри полос при высокой степени деформации обусловливает специфический деформационный контраст с многомерными дискретными или непрерывными разориентировками, не поддающийся однозначной интерпретации.

В работах [12—16] обсуждаются возможные механизмы формирования полосовых структур в процессе развития трансляционного скольжения. В основе других механизмов лежат процессы поляризации и разделения зарядов в дислокационных ансамблях [6, 8]. Некоторые механизмы [7, 14, 17] включают наряду с трансляционным скольжением взаимный разворот недеформируемых структурных элементов с локализацией деформации в зоне контакта.

В исследуемых сплавах независимо от их типов, исходного состояния, дисперсности и морфологии частиц второй фазы формирование полосовых структур протекает, как правило, в две стадии.

На первой стадии в локальных участках обычно вблизи границ зерен или в окрестностях частиц второй фазы ячеистая слаборазориентированная структура трансформируется в анизотропную, полосовую с чередующимися слоями разной степени дефектности (фото 10.1, *в*—*е*). Характерной особенностью формирующейся структуры является строение субграниц, которые представляют собой прямолинейные четкие границы с разориентацией не более нескольких градусов по отношению к окружающей матрице. Вершины фронта оборванных полос имеют в сечении прямоугольную форму, перед фронтом или вблизи него обнаружены области с повышенной плотностью дислокаций. Наблюдаются оборванные полосы с клиновидным сужающимся фронтом, а также система микрополос, состоящая из чередующихся регулярных колоний протяженностью до нескольких десятков микрон, что значительно превышает средние размеры отдельных структурных элементов. Внутри полос имеется два типа структуры с хаотическим распределением дислокаций и участков с дислокационными сгущениями с высокой плотностью дефектов.

На второй стадии пластического течения система мезополос с первоначально четкими и прямолинейными субграницами приобретает сильно искривленную форму с размытыми границами фрагментов, протяженность полос некристаллографической природы резко возрастает, увеличивается число областей, в которых происходит пересечение полос переориентации, часть из них разрушается, а сами полосы стремятся развернуться и вытянуться вдоль направления прокатки.

При электронно-микроскопических наблюдениях микрополосовая субструктура иногда замаскирована за счет ячеистой, поэтому участки с полосовой структурой можно надежно обнаружить лишь при переходе к темнопольным изображениям (фото 10.1, *е*), при этом отчетливо выявляются границы сопряжения полос с менее деформированной матрицей. С увеличением степени деформации происходит накопление непрерывных и дискретных разориентировок на границах мезополос. Вблизи таких границ тонкая структура не разрешается ни при каких дифракционных условиях. У электронограмм от областей внутри полос кольцеобразный вид, что свидетельствует о высокой степени разориентации, достигающей десятков градусов. Вне полосы электронограммы обычного вида, характерного для кристаллического материала.

Микродифракционную картину от мезополос можно представить как составную электронограмму, состоящую из системы рефлексов, расположенных парами. По-видимому, это может наблюдаться в случае прохождения электронного пучка через две разориентированные области с четкой границей раздела или через систему взаимно чередующихся полос, кристаллографическая ориентация матрицы в которых через одну совпадает. Как будет показано ниже для слоистых структур, вытянутых вдоль направления прокатки, имеет место второй вариант.

По мере того как будет исчерпана деформационная способность материала внутри полосы и локальные напряжения сравняются с внешним полем, а кристаллографическая ориентировка окажется благоприятной для одновременной активации двух эквивалентных систем скольжения, пересекающиеся полосы переориентации создадут узор типа решетчатого, коврового или шахматного поля (фото 10.1, *ж*). В сплавах с низкой сдвиговой устойчивостью, например сталях, легированных азотом, образование второй системы более предпочтительно и реализуется при значительно меньших степенях деформации.

Макроскопический эффект при образовании полосовых структур проявляется в виде аномалий на кривых σ—ε (зависимости напряжения течения от степени пластической деформации). Резкое падение прочностных свойств (рис. 10.1, *а*) в интервале деформаций возникновения и развития полос переориентации, наличия зубчатого профиля на диаграммах растяжения и акустических эффектов при этом, образование на поверхности образца полосы суперлокации (фото 10.2, *д*) — все это результат коллективных эффектов, протекающих на мезоуровне. На зависимостях $\sigma \sim \varepsilon$ выделяются три стадии упрочнения, различающиеся по величине наклона кривых. В интервале деформаций $50 \leqslant \varepsilon \leqslant 80$ % прочностные характеристики резко падают, при этом начало падения коррелирует с первым появлением мезополос, а конец падения отвечает переходу от полосовых структур к фрагментированным.

В исследуемых сплавах и сталях разрушение полосовых структур путем их взаимного пересечения — наиболее вероятный способ формирования следующего типа диссипативных структур, относящихся к обширному классу фрагментированных субструктур [6—9, 12—20]. Формирование последних отчетливо отражает коллективные эффекты при глубоких и сверхглубоких степенях деформации, когда под действием ротационных мод происходит гидродинамическое течение и зарождается специфическая вихреподобная субструктура.

Характерная особенность фрагментированных структур заключается в наличии больших непрерывных и дискретных разориентировок, увеличивающихся по мере нарастания деформации (см. рис. 10.1, *б*), интенсивной диспергации структуры с размерами фрагментов до 0,1 мкм и ниже (см. рис. 10.1, *в*). В сплавах типа 36НХТЮ, а также элинварах типа 44НХТЮ начало образования фрагментированных структур наблюдается при степени деформации $\varepsilon > 10$ %, в никельхромовых сплавах типа 40ХНЮ и 47ХНМ значительно раньше ($\varepsilon \sim 30$—40 %). При стесненности деформации, вызванной наличием частиц второй фазы, фрагментированные структуры появляются при обжатиях $\varepsilon \sim 10$—15 %. При глубоких и сверхглубоких степенях деформации доля фрагментированных структур достигает 90—95 % и ротационная мода деформации становится доминирующей.

Электронно-микроскопические исследования фрагментированных структур фиксируют разориентированные области с нечеткими, извилистыми границами. В отдельных фрагментах плотность дислокаций составляет 10^{11} см$^{-2}$, имеется значительная доля фрагментов, в которых

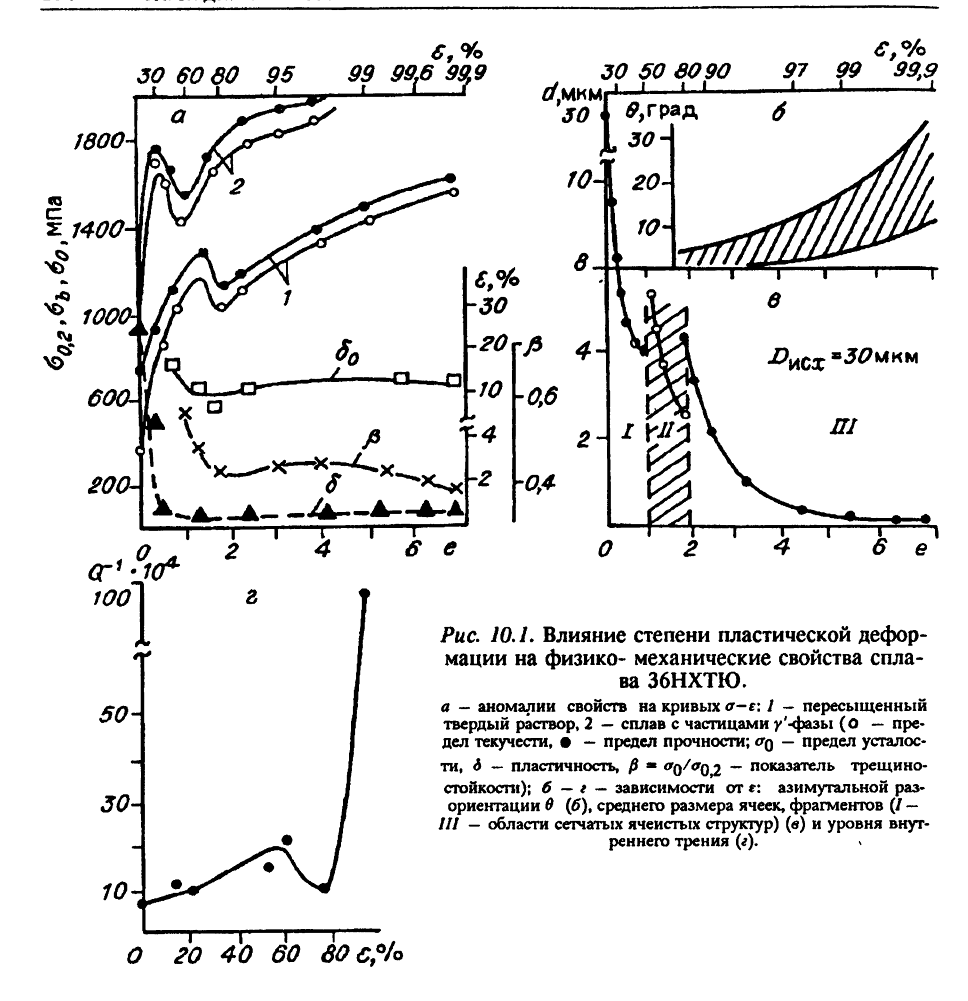


Рис. 10.1. Влияние степени пластической деформации на физико- механические свойства сплава 36НХТЮ.

а — аномалии свойств на кривых $σ-ε$: *1* — пересыщенный твердый раствор, 2 — сплав с частицами $γ'$-фазы (○ — предел текучести, ● — предел прочности; $σ_0$ — предел усталости, $δ$ — пластичность, $β = σ_0/σ_{0,2}$ — показатель трещиностойкости); *б* — *г* — зависимости от $ε$: азимутальной разориентации $θ$ (*б*), среднего размера ячеек, фрагментов (*I* — *III* — области сетчатых ячеистых структур) (*в*) и уровня внутреннего трения (*г*).

плотность дислокаций очень низка и не просматривается ни при каких дифракционных условиях, а на границах обнаруживается регулярная упорядоченная структура в виде параллельных рядов дислокаций (фото 10.1, *м*). На темнопольных электронно-макроскопических изображениях видна высокая плотность экстинкционных контуров, образующих замкнутые петли или более сложные конфигурации, свидетельствующие о высокой неоднородности упругих полей. С увеличением степени деформации растет плотность контуров, усиливается степень их диффузности и усложняются конфигурации.

На дифракционной картине наблюдается размытие рефлексов как на больших, так и на малых углах отражения. При степени деформации $ε \sim 99$ % рефлексы еще более размываются и образуют сплошные кольца даже на малых углах отражения. Азимутальная разориентация в пределах селекторной диафрагмы достигает значительной

величины, которая в отдельных участках превышает 30—40° (фото 10.1, *н*).

Относительно устойчивости фрагментированных структур до предельно возможных степеней деформации существует несколько взаимоисключающих точек зрения. В работах [6, 8, 18] обосновывается, что любая структура, кроме фрагментированной, оказывается неустойчивой в ходе активной пластической деформации. Как будет показано, возможно появление различного рода особенностей пластического течения в области экстремальных степеней деформации, в которой происходит смена типа субструктуры от фрагментированной к субмикрокристаллической и далее к ультрадисперсной. Последняя близка по своим параметрам к соответствующей для нанокристаллического состояния.

10.3. Особенности дефектных субструктур с предельно искаженной кристаллической решеткой при глубоких и сверхглубоких степенях деформаций

Разработка нового класса ультрадисперсных структур (УДС), включающих ультрамелкозернистые (УМЗ), субмикрокристаллические (СМК) и нанокристаллические (НК) материалы [21—25], позволила реализовать аномально высокую прочность и высокие демпфирующие и магнитные характеристики, относительно низкотемпературную сверхпластичность и другие необычные физико-механические свойства. В этой связи можно ожидать реальные перспективы их практического использования. Использование холодной пластической деформации, не приводящей к образованию остаточной пористости, может быть вполне конкурентоспособным методом получения массивных изделий с ультрадисперсной структурой в сравнении с известными способами порошковой металлургии или закалки из жидкого состояния. Необычные свойства УДС связаны в основном с таким структурно-масштабным фактором, как размер зерна (0,05—1 мкм), а также большой протяженностью неравновесных границ раздела. Это позволяет полагать существование особой "зернограничной фазы" наряду с зеренной фазой [21]. В такой структуре физическая ширина приграничных объемов близка к размеру кристаллитов. Высокий уровень локальных искажений определяет степень неравновесности данного структурного состояния и высокую динамическую активность не только на мезо-, но и на атомном уровне.

До сих пор не создано достаточно универсальной модели УДС, не сформулированы общепринятые классификационные признаки УМЗ, СМК и НК. Поэтому можно предположить, следуя логике [24], что УДС является квазиполикристаллической системой, состоящей из множества микроквазикристаллов, разделенных границами разориентации, и занимает промежуточное положение между кристаллическим и аморфным состояниями.

На фото 10,1, *в* показано влияние степени пластической деформации на размер структурных составляющих (зерна, ячеек и фрагментов). Наиболее сильное диспергирование структуры в ходе пластического течения происходит в области глубоких и сверхглубоких степеней деформации. При $\varepsilon > 99{,}6$ % в структуре появляются особенности в виде диффузных областей с размерами 50—100 нм, для которых характерно ослабление или полное исчезновение контраста от дефектов структуры на светлопольных изображениях. Такого рода особенности типа крапчатого контраста или ряби, пятнистых структур, разнообразных кластерных образований с многомерными дискретными или непрерывными разориентировками неоднократно наблюдали на многих материалах после большой пластической деформации [4, 7, 15, 23].

На микродифракционных картинах кроме квазикольцевых рефлексов, свидетельствующих о сильном диспергировании, иногда обнаруживаются диффузные образования различной степени интенсивности (типа "гало"). Это дало основание полагать, что области с предельно искаженной решеткой представляют собой двухфазную смесь кристаллической и аморфной фаз [23].

Приведенное на фото 10,1, *и* темнопольное изображение структуры* стали Х20АГ20Ф, легированной азотом (0,8 % N), после деформации $\varepsilon > 98$ % иллюстрирует нанокристаллическое состояние с размерами микрокристаллов в десятки нанометров и диффузным контрастом по типу кластероподобных структур. Во избежание недоразумений сразу определимся, что речь идет об описании на мезоуровне, и поэтому под кластерностью будем понимать сильнодиспергированные области с размерами 10—50 нм, которые не имеют явно выраженной физической поверхности раздела и где переход от одной из них к другой осуществляется непрерывно или дискретно через более или менее разориентированные переходные области различной степени дефектности. Поверхности раздела играют важную роль в формировании свойств УДС, в значительной степени определяя отклик системы на внешние воздействия. Ширина физической поверхности раздела зависит от угла разориентации фрагментов и их размеров, увеличиваясь с уменьшением последних. Если принять ширину приграничных объемов равной нескольким нанометрам, то доля материала в зернограничной фазе может составить 40—60 %, что соответствует данным работ [21, 23].

Большая доля неравновесных границ раздела в УДС обусловливает высокую степень диссипации подводимой извне энергии, что хорошо отражается на кривых $Q^{-1} - \varepsilon$. Чем выше дисперсность структуры и, следовательно, ее неравновесность, тем выше уровень фона внутреннего трения, характеризующего демпфирующие свойства материала с УДС. На рис 10.1, *г* показана зависимость уровня внутреннего трения (ВТ) от степени пластической деформации, которая построена на данных амплитудно-независимого ВТ. Изменение ВТ имеет сложный ха-

---

*Электронно-микроскопические исследования стали Х20АГ20Ф выполнены А.Н. Тюменцевым.

рактер. В интервале $0 \leqslant \varepsilon \leqslant 69$ %, где в основном преобладает сдвиговая мода деформации, наблюдается рост ВТ. Аномалии на кривой ВТ становятся явными на стадии образования и развития полосовых субструктур. Их способность рассеивать энергию механических колебаний ниже, поскольку, с одной стороны, уменьшается средняя плотность подвижных дислокаций (исчерпывает свои возможности трансляционный канал пластичности), а с другой — ротационный канал еще в значительной мере заблокирован. Началу турбулентного течения ($\varepsilon \geqslant 70$ %) соответствует падение уровня ВТ, а дальнейшее увеличение степени деформации вызывает резкий рост ВТ.

Объяснить аномалии ВТ в терминах классических релаксационных механизмов практически невозможно, поскольку они не обеспечивают один и тот же механизм, ответственный за наблюдаемый пик ВТ при низких и высоких частотах. По-видимому, основная причина аномально высокого уровня амплитудно-независимого ВТ — высокая динамическая активность мезоструктуры, обусловленная высокой релаксационной способностью границ и развитием упругого зернограничного проскальзывания.

При последующем отжиге сильнодеформированного материала формируется субзеренная структура с размером зерен 0,5—1 мкм и более низкими значениями локальных внутренних напряжений. Это приводит к резкому падению уровня ВТ, т.е. возврату его величины к значениям, близким исходному состоянию.

Хорошо известно, что диспергирование структуры является эффективным способом увеличения прочностных свойств сталей и сплавов. На рис. 10.1, *а* показано изменение предела текучести и прочности, пластичности и предела усталости в зависимости от степени деформации для сплава 36НХТЮ. Кривая *1* зависимости σ—ε соответствует закаленному сплаву. В исходном состоянии (размер зерна $D = 30$ мкм) $\sigma_b = 700$ МПа, а после деформации на 99,6 % (размер фрагментов 0,2 мкм) — 1600 МПа, при этом прирост прочности составил 900 МПа, т.е. более чем на 200 %. В условиях более стесненной деформации (для этой цели путем старения в сплав вводили частицы γ'-фазы размером 250—300Å с объемной долей 11 %) величина $\Delta\sigma = 1110$ МПа на стадии обжатия 97 % (см. рис. 10.1, *а*, кривая *2*). Анализ результатов эксперимента показывает, что сильное упрочнение не только связано с диспергированием структуры, но и зависит от угла разориентировки между фрагментами, следуя приблизительно квадратичной зависимости σ—ε^2 [8,23]. В целом аналогичные результаты получены для сплавов на никель-хромовой основе и для высокоазотистых сталей.

Проведем сопоставление данных относительной прочности σ_b/E, где E — модуль упругости металлических стекол [25], и исследуемых сплавов после глубоких и сверхглубоких степеней деформации. Величина σ_b/E для металлических стекол составляет ~ 0,02, в то время как для сильнодеформированных сплавов около 0,01. Таким образом, относительная прочность материалов с предельно искаженной кристал-

лической решеткой одного порядка величины с аморфными материалами.

Сочетание высоких прочностных характеристик и демпфирующей способности эффективно рассеивать энергию упругих колебаний оказывается возможным в ультрадисперсных системах, представляющих собой своеобразный структурно-неоднородный композиционный материал [26], что непосредственно вытекает из релаксационной теории пластического течения [1, 2, 27, 28].

10.4. Эволюция текстуры прокатки и роль мезоскопического уровня в текстурном превращении

Информативным способом, позволяющим одновременно на макро- и мезоуровне оценить вклад в общую деформацию трансляционных и ротационных мод пластичности, является анализ эволюции текстур деформации.

В классических теориях текстурообразования, а также их многочисленных модификациях в основу положено два известных принципиально разных подхода: модель Тейлора и модель Закса. Согласно концепции Тейлора формоизменение происходит однородно во всех зернах поликристалла, а непрерывность деформации обеспечивается действием в каждом зерне не менее пяти независимых систем скольжения, для которых одновременно достигаются равные приведенные напряжения сдвига. В модели Закса предполагается независимая деформация каждого зерна в поликристалле, связанная с действием наиболее загруженных систем скольжения с максимальными приведенными напряжениями сдвига, с максимальным фактором Шмида по отношению к внешнему приложенному напряжению. Совместность пластической деформации обеспечивается посредством скольжения в приграничных областях. Кристаллическая решетка претерпевает однородный поворот, при этом в объемах, прилегающих к границам зерен скольжения, он осуществляется случайным образом. Формирование текстуры по Заксу происходит не для всего объема материала, а только для внутренней части зерен и обычно вкладом приграничных объемов в текстурообразовании пренебрегают.

Наиболее близким к реальному представляется подход Кохендорфера [26], в котором деформации внутренних объемов осуществляются обычным скольжением, аккомодируемым в приграничных зонах множественным скольжением.

Таким образом, в основе указанных моделей лежат положения об однородности формоизменения путем пластических сдвигов и поворотов, что противоречит экспериментальным данным, которые свидетельствуют о существенно неоднородном характере протекания пластической деформации.

В работе [29] развит новый вариант физической теории текстурообразования, в которой формирование текстуры рассматривается как следствие процесса фрагментации, т.е. закономерного разбиения на

микрообласти с последующей их переориентацией в ходе пластического течения. Трансляционное скольжение в объеме фрагментов представляет собой совокупность основного скольжения, активируемого внешними напряжениями, и аккомодационного скольжения, направленного на обеспечение совместности пластической деформации на субграницах. При этом межфрагментные повороты не аналогичны поворотам Закса, а подчиняются закономерностям стесненной деформации. На основе разработанной модели были проведены расчеты эволюции текстуры при прокатке моно- и поликристаллов с ГЦК-решеткой и получены вполне удовлетворительные результаты при сравнении с экспериментальными данными.

Следуя этой модели проведем анализ эволюции текстуры в ходе пластического течения на примере сплава 36НХТЮ. В других исследуемых сплавах и сталях характер эволюции текстур принципиально не меняется, отличаясь незначительными деталями.

На рис. 10.2 показана эволюция распределения ориентировок в сплаве 36НХТЮ в интервале деформаций $0 \leqslant \varepsilon \leqslant 99$ %. Текстура сплава описывается набором ориентировок, основной компонентный состав которых: f_0 — бестекстурная составляющая; f_1 — {110} ⟨100⟩; f_2 — {110} ⟨112⟩; f_3 — {135} ⟨112⟩ и f_4 — {112} ⟨111⟩. Бестекстурной компоненте формально можно придать значение плотности заполнения полюсной сферы выходами нормалей $\{h, k, l\}$ хаотически ориентированных кристаллитов, блоков или фрагментов. Наблюдаются дополнительные микротекстурные компоненты {100} ⟨100⟩; {113} ⟨112⟩; {123} ⟨412⟩, суммарная объемная доля которых не превышает 10 %, и поэтому в дальнейшем они не анализируются. Суммарную интенсивность четырех текстурных компонент принимали за 100 % и интенсивность каждой линии нормировали по отношению к суммарной интенсивности. Вносимая погрешность не превышала 10 %, так ка. общая интенсивность всех остальных отражений была менее 10 %. Действительно, текстура характеризуется непрерывным набором ориентировок, и описание ее отдельными ориентировками несмотря на условность позволяет проследить за количественными изменениями текстуры в ходе пластической деформации.

В интервале деформации $0 \leqslant \varepsilon \leqslant 30$ % не формируется окончательной текстуры, поэтому основной показатель происходящих текстурных изменений — соотношение интенсивности главных ориентировок. Доля ориентировки {135} ⟨112⟩, составляющая около 17 %, практически не меняется. Монотонно возрастает с увеличением деформации доля текстурной компоненты {112} ⟨111⟩ и монотонно убывает доля бестекстурной составляющей. В целом уменьшается с увеличением деформации суммарная доля ориентировок {110} (⟨100⟩ + + ⟨112⟩). Каждая из них ведет себя в общем немонотонно, а интервалы монотонности имеют противоположный характер изменения.

На стадии образования неразориентированных ячеистых субструктур ($30 \leqslant \varepsilon \leqslant 70$ %) наблюдается в основном симметричное размытие текстурных максимумов, которое проявляется не только на прямых полюсных фигурах (ППФ), но и, как это отмечалось, на микро-

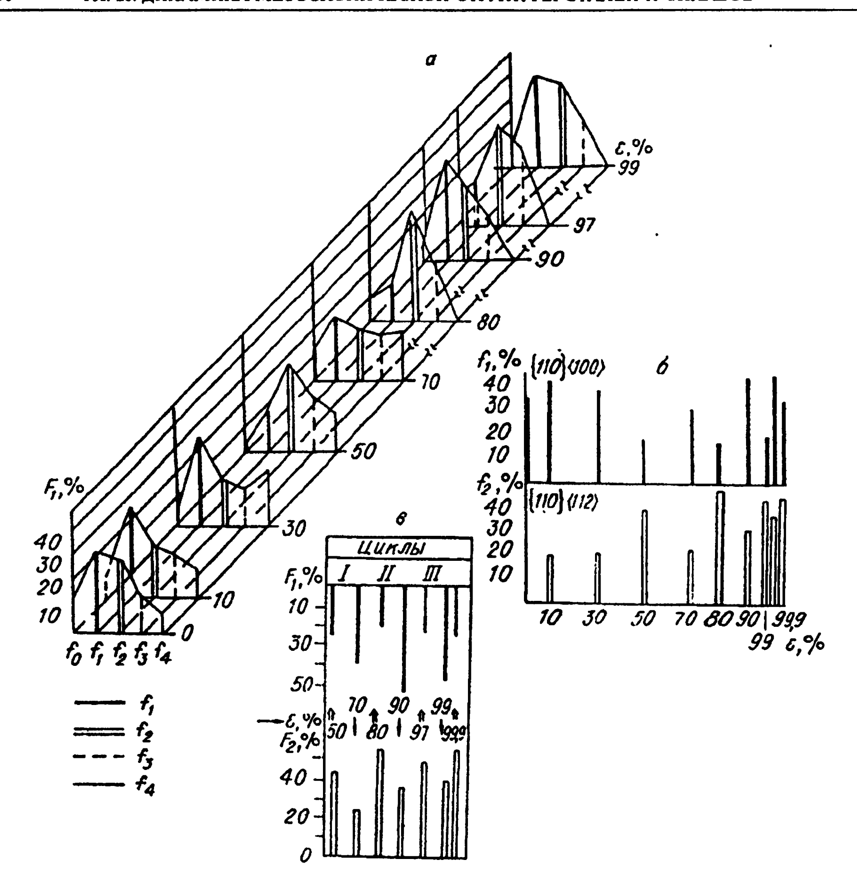


Рис. 10.2. Эволюция текстуры прокатки в зависимости от степени пластической деформации (*а*), периодический характер изменения полюсной плотности микротекстурных компонент f_1 и f_2 (*б*) и циклы изменения типа распределения F_1 и F_2 (*в*).

дифракционных картинах. Наибольшее рассеяние текстуры происходит в интервале $70 \leqslant \varepsilon \leqslant 90$ %, поскольку области полосовых структур отвечают метастабильным ориентировкам с большим градиентом ориентаций. В процессе деформации участки решетки матрицы по обе стороны от полосы поворачиваются в разных направлениях, а в центре матрицы сохраняется исходная ориентация. В указанном интервале деформаций изменяется тип текстуры — от текстуры с чистого металла (меди) {110}⟨112⟩ + {112}⟨111⟩ к текстуре сплава (латуни) {110}⟨110⟩ + + {110} ⟨100⟩ [30], свойственной материалам с низкой ЭДУ. Это проявляется, прежде всего, в уменьшении интенсивности и последующем полном исчезновении преимущественной ориентировки {112} ⟨111⟩ при $\varepsilon = 80$ %, увеличении доли бестекстурной составляющей, а компонента {135} ⟨112⟩ возрастает и попадает в область рассеяния

основной текстурной компоненты {110} ⟨112⟩, которая становится доминирующей совместно с {110} ⟨100⟩. Ослабление до нуля ориентировки {112} ⟨112⟩ соответствует электронно-микроскопическим наблюдениям, именно в этом интервале деформаций происходит преимущественное разрушение колоний микродвойников и полностью прекращается процесс двойникования вследствие интенсивного формирования полосовых структур.

После глубоких и сверхглубоких степеней деформации ($\varepsilon > 90$ %) преобладающей в текстуре становится ориентировка {110} ⟨100⟩ и возрастает доля микротекстурных компонент {110} ⟨112⟩ и {135} ⟨112⟩. Таким образом, окончательная текстура характеризуется наличием большого числа фрагментов с ориентацией {110}, лежащих в плоскости прокатки, и направлениями ⟨112⟩ и ⟨100⟩ вдоль направления прокатки, при этом рассеяние текстуры относительно плоскости прокатки сравнительно мало.

Особенностью сформировавшейся текстуры является периодический характер изменения полюсной плотности ориентировок {110}⟨112⟩, {110} ⟨100⟩ (см. рис. 10.2, *б*), при этом ярко выражена синхронность в изменении таких компонент, т.е. с увеличением одной из них, например {110} ⟨112⟩, другая, {110} ⟨100⟩, уменьшается, и такой взаимно скоррелированный процесс периодически повторяется, вплоть до степеней деформации 99,9 %. Можно сопоставить осциллирующий характер процесса переориентации с периодическими изменениями в микроструктуре, для которых характерно чередование систем скольжения (фото 10.1, *ж*) в ходе пластического течения.

Результаты исследований показали, что фрагментированная структура с основным набором ориентировок f_1, f_2 и f_3 является наиболее устойчивой к переориентациям в ходе пластического течения, а ориентация {110} ⟨100⟩ может быть "абсолютно стабильной" относительно поворотов вокруг различных осей при ведущей роли ротационной и аккомодирующей трансляционной мод деформации [26, 30, 31].

Характерным признаком структуры при прокатке являются ее микро- (на мезоуровне) и макрополосчатость (на макроуровне), когда структурные элементы вытягиваются, ориентируясь вдоль направления прокатки. С увеличением степени обжатия в очаге деформации полосовые структуры играют роль своеобразных "шарниров", вокруг которых происходит разворот соседних микрообластей, а потоки дефектов разной природы и увеличение разориентированности прилегающих областей усложняют конфигурацию структуры, делая ее многослойной и фрагментированной. Такие ориентированные многослойные структуры обладают морфологической текстурой, которую иногда называют структурной, геометрической или металлографической текстурами. В практике обработки металлов давлением хорошо известна такого вида структурная текстурированность: например, при волочении проволоки с большими обжатиями образуется волокнистая текстура деформации [32].

Взаимосвязь кристаллографической текстуры и структурной текстурированности обычно рассматривают в рамках зависимости типа

формирующейся дислокационной структуры от ориентации кристаллической решетки локального деформированного микрообъема, т.е. связывают с конкретными микротекстурными компонентами [33, 34]. Однако текстурно-структурное соответствие в более общей форме отражает роль мезоскопических эффектов в ходе пластического течения.

При анализе полюсных фигур для критических степеней деформации ($60 \leqslant \varepsilon \leqslant 80$ %), когда развивается микрополосовая структура, наряду с размытием текстуры было обнаружено изменение симметрии прямых полюсных фигур (ППФ) относительно осей прокатки. При этом характер асимметрии полюсных фигур различен. У ППФ {111} асимметрия правая, а у ППФ {200} левая. Асимметричные полюсные фигуры в силу периодичности их образования не могут рассматриваться как случайные или промежуточные на пути развития конечной текстуры. Причины их образования, как отмечается в работе [26], связаны в основном с возникновением недиагональных компонент тензора деформации, отличных от нуля, что отражает смену механизма деформации, т.е. ротационный канал пластического формоизменения становится доминирующим.

Таким образом, при достижении критической степени деформации ведущим механизмом является ротационный, который обеспечивает требуемое формоизменение и запускает на более низком структурном уровне аккомодационные процессы сдвигообразования. Текстура деформации формируется вследствие фрагментирования структуры и закономерного изменения их ориентировки в ходе пластического течения.

10.5. Влияние мезоскопической структуры на сверхпластичность аустенитных сталей и сплавов

Наиболее ярко мезоскопический уровень проявляется в анализе природы и механизмов сверхпластического (СП) течения металлов и сплавов, поскольку на разных стадиях деформирования роль ведущего и аккомодационного механизма выполняют физические процессы, различные по характерным масштабам, энергиям активации, временам релаксации и структурам.

Для модельных представлений СП течения на мезоуровне характерно многообразие быстрых и медленных микропроцессов, контролирующих ведущие и аккомодационные механизмы деформации [35—51]: массовое кооперативное перемещение зерен по типу "перетекания" [41], осуществляемое зернограничным проскальзыванием с вращением зерен; внутризеренное скольжение решеточных дислокаций и их разнообразные реакции на границах зерен; диффузионный массоперенос, ведущую роль в котором могут играть диффузионные потоки [49]; локальная миграция границ [47] в приграничных объемах и районах тройных стыков зерен для эффективной релаксации пиковых напряжений, возникающих в ходе деформации у концентраторов различной природы. Действие одновременно нескольких механизмов деформации на мезоуровне в тесной взаимосвязи друг с другом и возможное изменение их роли в качестве ведущего и аккомодационного на

разных стадиях пластического течения дают основание предполагать, что не существует какого-либо особого механизма сверхпластической деформации (СПД), а все определяется как сочетанием хорошо известных, так и действием отдельно взятых механизмов [2, 35—37, 43].

К характерным признакам [36, 37, 51] сверхпластического течения относят резкое снижение деформирующих напряжений, иногда на несколько порядков, большой ресурс пластичности, достигающий сотен и тысяч процентов, сильную зависимость напряжения течения от скорости деформации, а также отсутствие эффектов упрочнения.

Покажем, что сверхпластическое течение — типично диссипативный процесс, в ходе которого происходит пространственная самоорганизация первоначально хаотически ориентированного ансамбля частиц второй фазы в системе зерен с одновременным действием нескольких механизмов деформации на разных структурных уровнях. При этом контролирующими станут процессы, протекающие на мезоуровне.

Эволюцию структуры и текстуры при СПД рассмотрим на примере сплава 36НХТЮ и проведем сопоставление полученных результатов со сплавами на никель-хромовой основе, а также сталями Х18АГ15Н7Ф и Х20АГ20Ф.

Общее для сталей и сплавов, взятых для исследования, заключается в том обстоятельстве, что все они относятся к классу материалов с прерывистым типом распада, для которого характерна высокая миграционная подвижность границ зерен, и все они в зависимости от исходного структурного состояния в определенном температурно-скоростном интервале деформации проявляют ярко выраженный эффект сверхпластичности [39, 42]. Формирование структуры, благоприятной для СПД, происходит в ходе комплексных реакций рекристаллизации и распада, позволяющих сравнительно легко получать ультрамелкозернистые [52], микродуплексные [20, 53] и субзеренные структуры [54]. При этом, варьируя режимы механико-термической обработки, можно получить широкий спектр размеров зерен, различающихся более чем на три порядка (от 200 до 0,1 мкм).

Для анализа СП течения выберем три характерных структурных состояния, показанных на фото 10.1 и отличающихся динамической активностью мезоуровня и степенью неравновесности структуры: 1 — ультрамелкозернистая (УМЗ) структура однофазного твердого раствора с размером зерна порядка 1 мкм (фото 10.2, *а*); 2 — фрагментированная структура с размером фрагментов 0,1 мкм, полученных прокаткой со степенью деформации $\varepsilon = 99$ % (фото 10.1, *к*, *л*); 3 — микрополосовая структура, сформировавшаяся в интервале степеней деформации $60 \leqslant \varepsilon \leqslant 80$ % (фото 10.1, *г*—*е*).

Скоростная зависимость напряжения течения и относительного удлинения для выбранных структурных состояний показана на рис. 10.3, *а*, *б*, которая в логарифмических масштабах имеет вид, близкий сигмоидальному. При низких скоростях деформации зависимость σ от $\dot{\varepsilon}$ относительно слабая (исключение составляет кривая 2 на рис. 10.3, *а* для полосовых структур). С повышением скорости

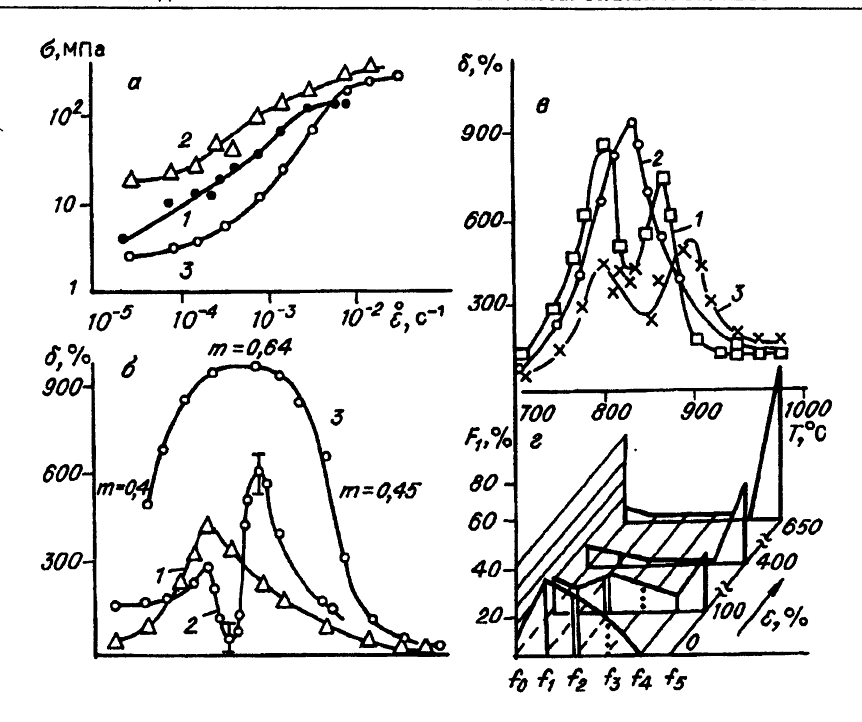


Рис. 10.3. Характеристики сверхпластического течения сплава 36НХТЮ.

а, б — зависимость напряжения течения и относительного удлинения от скорости деформации с различной исходной структурой (*1* — T_1 = 900 °С; *2* — T_2 = 850 °С; *3* — T_3 = 830 °С); *в* — аномалии пластичности в зависимости от структурного состояния, температуры и скорости деформации (*1* — $\dot{\varepsilon} = 4 \cdot 10^{-4}$ с$^{-1}$, *2* — $1{,}5 \cdot 10^{-3}$, *3* — $1{,}1 \cdot 10^{-2}$ с$^{-1}$; *г* — эволюция текстуры в ходе сверхпластического течения (f_0 — бестекстурная составляющая; f_1 — {110} ⟨100⟩; f_2 — {110} ⟨112⟩; f_3 — {135} ⟨112⟩; f_4 — {112} ⟨111⟩; f_5 — ⟨110⟩ — аксиальная составляющая).

деформации зависимость напряжения течения от $\dot{\varepsilon}$ становится более резкой (см. рис. 10,3, *а*), увеличиваются пластичность и параметр скоростного упрочнения $m = d\ln\sigma/d\ln\dot{\varepsilon}$ до $m \geqslant 0{,}5$ и происходит переход к области СП течения (см. рис. 10.3, *б*). Дальнейшее увеличение $\dot{\varepsilon}$ вызывает снижение δ и m, эффект сверхпластичности падает и механические характеристики приближаются к значениям, характерным для обычных пластичных материалов при высокотемпературных испытаниях.

Ранее [42] было обнаружено аномальное поведение относительного удлинения, связанного с провалами пластичности или расщеплением пика СП на две части на кривых δ—T и δ—$\dot{\varepsilon}$ в узких температурно-скоростных интервалах СПД. На рис. 10.3, *б* отчетливо наблюдаются аномалии пластичности при испытании образцов с исходной микрополосовой структурой в зависимости от скорости деформации (кривая *2*), а на рис. 10.3, *в* видно, как пик СП расщепляется на два: низко- и высокотемпературный для фрагментированной субструктуры. Низкотемпературный пик фиксируется в температурном интервале 780—

810 °С, а высокотемпературный — при 850—900 °С, и их появление обусловлено особенностями формирования структуры в процессе выделения частиц η-фазы в начальный период испытаний. В температурном интервале первого пика частицы η-фазы образуются на границах зерен, в то время как во втором случае пластины η-фазы — внутри γ-зерен.

Провалы пластичности на кривой δ—$\dot{\varepsilon}$ в случае мезополос связаны с формированием разнозернистой структуры в начальные стадии СПД. Внутри микрополос при нагреве зарождается ультрамелкозернистая структура с размером зерна порядка одного микрона с частицами η-фазы, а вне полос формируются сравнительно крупные зерна (7—10 мкм) с частицами γ'-фазы, выделявшимися в ходе прерывистой реакции. Поскольку такая структура неблагоприятна для СП течения, имеет место провал пластичности.

Характерная особенность изменения структуры при СП течении — рост зерен в рабочей части образца; однако в головках он существенно замедлен. Например, при деформировании со скоростью $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ с$^{-1}$ образцов, прокатанных на 99 %, в условиях СП размер зерна возрастал от 0,1 до 10 мкм, в то время как в головках зерно выросло до 0,9—1,2 мкм. Медленный рост зерен в недеформированных частях образца объясняется тем, что он лимитируется ростом η-пластин, требующим значительного массопереноса. Зерна в рабочей части образцов вытягиваются в направлении растяжения с коэффициентом неравновесности зерен (КНЗ — отношение размера зерна в продольном направлении к поперечному), равным 1,5—2,0.

Исследование влияния наклепа, задаваемого перед СПД, показало, что величина δ возрастает с увеличением степени предварительной деформации, а температурный интервал, отвечающий максимуму пластичности, расширяется и сдвигается в сторону более низких температур. В случае образцов, прокатанных с меньшей степенью обжатия ($\varepsilon \leqslant 30$ %), увеличение скорости деформации в процессе испытаний не приводит к расщеплению основного пика, а только смещает его в сторону более высоких температур и понижает δ_{max}.

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что динамическая активность мезоуровня не только зависит от степени неравновесности исходного структурного состояния, но и во многом определяется скоростью релаксационных процессов. Таким образом, интенсифицировать динамическую активность мезоструктуры можно несколькими универсальными способами. Во-первых, формированием исходной неравновесной структуры, путем задания глубокой пластической деформации; это, как было показано, увеличивает δ и существенно расширяет температурно-скоростной интервал СПД. Во-вторых, обеспечением высокой миграционной подвижности границ, например, за счет изменения механизма выделения частиц второй фазы. Внутризеренное выделение η-пластин существенно пластифицирует материал, в то время как зернограничное выделение понижает пластичность, а его пик сдвигает в область высоких температур и низких скоростей деформации. И наконец, для запуска диффузионных потоков по границам раздела необходимо обеспечить кинетическую выгодность фазовых превраще-

8 Заказ № 263

ний, например $\gamma' \to \eta$. Растворение при СПД метастабильной γ'-фазы и стимулированный внешними напряжениями диффузионный массоперенос с образованием стабильной η-фазы обеспечивают устойчивое течение до больших степеней деформации. При этом образующиеся микроповреждения залечиваются за счет не только диффузионных процессов, но и локальной миграции границ зерен.

В исследуемом сплаве независимо от исходного структурного состояния конечным продуктом эволюции является структурно-ориентированное состояние, при котором пластины η-фазы выстраиваются вдоль оси растяжения с формированием четкой металлографической (геометрической) текстуры (фото 10.2, *в*), и дальнейшее увеличение степени деформации не приводит к каким-либо существенным изменениям в структуре. Такая самоорганизация ансамбля η-частиц в системе зерен свидетельствует о том, что СП течение является диссипативным процессом. Необходимо отметить, что частицы η-фазы, зародившиеся на границе, впоследствии всегда оказываются внутри γ-зерен, причем в каждом зерне находится не более одной частицы η-фазы (фото 10.2, *г*), и первоначально хаотически ориентированные η-пластины разворачиваются в процессе СПД и выстраиваются вдоль оси растяжения.

Электронно-микроскопические наблюдения структуры показали, что дислокационная активность выражена в основном у тройных стыков зерен и эмиссия решеточных дислокаций обнаружена в областях, прилегающих к вершинам пластин η-фазы в форме своеобразных факелов. После разворота пластин движение дислокаций осуществляется преимущественно по одной из систем плоскостей, наиболее благоприятно ориентированных для внутризеренного дислокационного скольжения (ВДС). Вклад ВДС в общую деформацию при СП течении можно качественно оценить по характеру эволюции текстуры.

На рис. 10.3, *г* показана эволюция текстуры в ходе СП течения. Исходная текстура соответствовала текстуре прокатки $\varepsilon = 99$ % (см. рис. 10.2, *а*). В начальные стадии СПД в интервале деформаций ($0 \leqslant \varepsilon \leqslant 100$ %) текстура размывается, изменяется характер полюсных фигур, а также количественное соотношение между отдельными микротекстурными составляющими. Происходит ослабление ориентировок $\{110\}\langle 100\rangle$ и $\{135\}\langle 112\rangle$, появляются слабые компоненты $\{100\}\langle 100\rangle$ и $\{111\}\langle 110\rangle$, и резко усиливается аксиальная составляющая, которая связана с разворотом пластин η-фазы. Дальнейшая эволюция в ходе СПД приводит к формированию хорошо развитой аксиальной текстуры, поскольку габитусные плоскости η-пластин кристаллографически жестко сопряжены с γ-матрицей $(0001)_\eta \parallel (111)_\gamma$ и $[1210]_\eta \parallel [110]$. Доля аксиальной составляющей f_5 при $\varepsilon > 500$ % достигает 90—95 %, и при этом происходит резкое размытие остальных ориентировок.

Качественно другие закономерности наблюдаются при исследовании эволюции структуры и текстуры в никель-хромовых сплавах 40ХНЮ и 47ХНМ с микродуплексной структурой. В этих сплавах после глубокой пластической деформации и последующего отжига в двухфазной области формируется микродуплексная структура [20, 53], состоящая из γ- и α-зерен размером 1—5 мкм с приблизительно равной

объемной долей. Такая микродуплексная структура показана на фото 10.2, *б*. В оптимальных температурно-скоростных интервалах СПД деформирующие напряжения резко падают, относительное удлинение превышает 1000 %, а показатель скоростного упрочнения составляет 0,55. При СП течении структура сохраняется равноосной (КНЗ ~ 1,0—1,1), существенного роста зерна не происходит, а исходная текстура практически полностью размывается. Доминирующим механизмом деформации в этом случае является скольжение по границам зерен с интенсивным диффузионным массопереносом, в пользу последнего свидетельствует интенсивное порообразование особенно на заключительной стадии деформирования перед разрушением.

Промежуточное положение по сравнению с рассмотренными выше сплавами занимают хромомарганцевые стали, легированные азотом. В сплавах Х20АГ20Ф и Х18АГ15Н7Ф формируется субзеренная структура γ-фазы и округлых частиц Cr_2N с размером субзерен 0,5—2,0 мкм. При СП течении частицы VN в γ-фазе ориентируются вдоль оси растяжения и развивается аксиальная текстура. Особенности СПД в сталях, легированных азотом, изложены в [46—48].

О том, что СП течение — диссипативное состояние, свидетельствует формирование крупномасштабной упорядоченности частиц η-фазы в системе зерен, и устойчивость СПД обеспечивается совместным действием нескольких ведущих и аккомодационных механизмов деформации на мезоуровне. На начальных стадиях СП течения хаотически ориентированные пластины η-фазы и неблагоприятная в условиях растяжения исходная текстура вызывают интенсивное ЗГС, что отчетливо наблюдается по характерному смещению и излому рисок [55] при прицельной съемке реплик. По достижении σ_{max}, что фиксируется на кривых течения, начинается разворот η-пластин вдоль оси растяжения с формированием ориентированной структуры, при этом дислокационная активность несколько падает, а частицы, вытянутые вдоль оси растяжения, не позволяют осуществлять беспорядочное вращение зерен.

Таким образом, на начальных стадиях ВДС стимулирует зернограничное проскальзывание; однако после разворота пластин дислокации тормозятся и накапливаются на зернограничных уступах. Это приводит к упрочнению приграничных объемов, в результате блокируется ЗГС, и для осуществления дальнейших поворотов необходимо действие аккомодационных механизмов, устраняющих упрочнение. Такие релаксационные процессы обеспечиваются за счет диффузионного массопереноса и миграции границ зерен в локальных микрообъемах для устранения пиковых напряжений.

На стадии устойчивого течения в каждом зерне наблюдается только одна частица η-фазы, а те частицы, которые были неблагопрятно ориентированы относительно действующих напряжений, растворяются, и диффузионные потоки по границам способствуют как залечиванию дефектов мезоуровня (пор и микротрещин), так и ориентированному росту пластин.

Поскольку трудно представить себе беспорядочное вращение зерен в системе упорядоченных частиц, можно предположить, что зерна с частицами η-фазы как одно целое совершают периодические колеба-

тельные повороты на сравнительно небольшие углы относительно оси растяжения. В пользу этого предположения свидетельствуют данные измерений разброса углов относительно действующих напряжений, которые лежат в интервале 20—30°. Следует отметить, что приведенная модель СП течения в исследуемом сплаве требует дальнейшей детализации.

Представленные экспериментальные результаты хорошо согласуются с выдвинутой в работе [2] концепцией, согласно которой СП течение — это реализация схемы Закса в условиях облегченных поворотов структурных элементов. В качестве аналогии можно представить СП течение в сплаве 36НХТЮ как молевой сплав леса, при котором отдельные стволы древесины ориентируются вдоль русла реки с образованием своеобразной упорядоченной структуры на макроуровне.

10.6. Периодичность структурных изменений и синергетическая волна переключений при низкотемпературной СПД

Появление и развитие ротационной неустойчивости представляет собой коллективную форму пластического формоизменения. Коллективные эффекты на мезо- и макроструктурном уровнях, могут приводить к периодическому (колебательному) режиму, в ходе которого возникают волны динамической активности. На макроскопическом уровне это проявляется в немонотонном изменении механических свойств: наблюдаются провалы прочности на кривых σ—ε (см. рис. 10.1, *а*), периодическое изменение микротвердости [56] и других физико-механических характеристик [6—9, 26, 57].

В [57] на основе синергетических концепций обсуждается модель периодичной перестройки структуры при активном нагружении. В рамках этой модели первоначально хаотическая структура дислокаций в локальных очагах лавинообразно перестраивается в конечные стенки (квадруполи частичных дисклинаций). На определенной стадии деформации ротационные элементы теряют активность, структура становится сдвигонеустойчивой. Дислокации, размножаясь, вновь хаотически распределяются по всему объему, вызывая увеличение внутренних напряжений. Такие периодические изменения плотности дислокаций можно описывать уравнениями Лотки — Вольтерра [6, 57, 58]. Полученные в рамках предложенной модели количественные оценки качественно согласуются с данными эксперимента на сплавах Al и Cu.

Подобного рода эффекты наблюдаются в исследуемых сплавах и сталях. Не будем детально рассматривать все полученные результаты, остановимся лишь на самых общих закономерностях периодического изменения структуры и свойств.

Исходные заготовки из сплава 36НХТЮ и дисперсионно-твердеющих элинваров в виде пластин толщиной 20 мм прокатывали при комнатной температуре без промежуточных отжигов в фольгу до толщины 25—50 мкм. Прокатка осуществлялась с различными скоро-

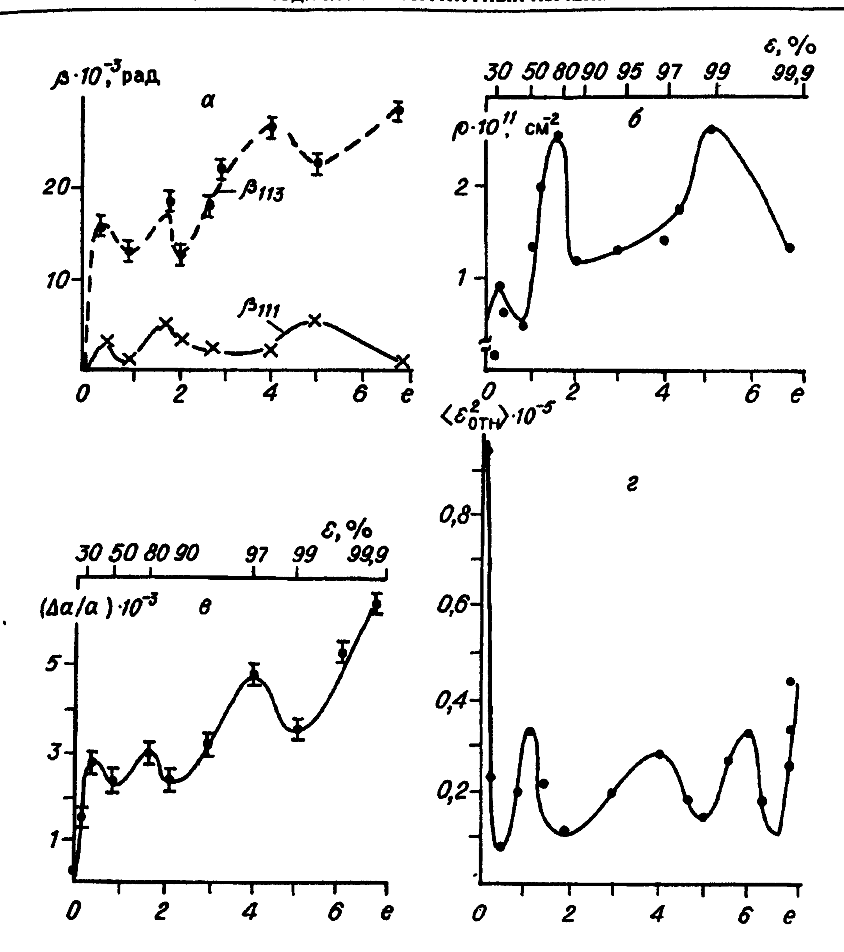


Рис. 10.4. Периодичность изменения структурных характеристик в ходе пластического течения.

а — истинное физическое уширение β-линий (113) и (111); *б* — плотности дислокаций ρ; *в* — величины микроискажений Δ*a*/*a*; *г* — относительные дисперсии упругой деформации ⟨$\varepsilon^2_{отн}$⟩.

стями, от 0,3 до 30 м/с, что соответствовало скорости деформации $1{,}5 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^3\ с^{-1}$, при этом степень деформации составляла 99,9 %, а относительное удлинение превышало 2000 %.

В [59] для определения субструктурных характеристик использовали модифицированный метод Уоренна — Авербаха, позволяющий разделить вклад в распределение интенсивности рассеяния рентгеновских лучей от когерентно рассеивающих областей и микроискажений этих блоков. Анализ проводили через 10 % степеней обжатия при прокатке в интервале 10—90 %, через 3 % в интервале 90—99 % и через 0,1 % в интервале 99—99,9 %. Ошибки измерения физического уширения линий для оценки среднего уровня локальных напряжений

не превышали в среднем 0,1 град. Относительную дисперсию упругих деформаций $\langle \varepsilon^2_{\text{отн}} \rangle$, позволяющую провести оценку меры неравновесности системы, определяли по флуктуациям интенсивности отражений. Эти характеристики, как и изменение средней плотности дислокаций, дают возможность проследить за кинетикой формирования и перераспределения дефектной структуры при прокатке.

На рис. 10.4 приведены экспериментальные данные о периодичности структурных изменений в ходе пластической деформации. Показанное на рис. 10.2 периодическое изменение интенсивности микротекстурных компонент позволяет сделать заключение о некоторых общих закономерностях эволюции неравновесной системы.

Применим методологию синергетики к процессам пластического формоизменения, полагая при этом, что неравновесные системы могут претерпевать как непрерывные, так и дискретные переходы. В подходах синергетики определяющая роль принадлежит эволюции систем во времени, которой можно управлять путем изменения действующих на систему внешних факторов.

Структурно-ориентационная неустойчивость пластического течения появляется в критических точках (точках бифуркаций), отвечающих смене типов диссипативных структур и механизмов деформации — от трансляционного скольжения к ротационным модам деформации. Анализ позволил выделить точки бифуркации и определить соответствующие им интервалы деформации. Первая точка бифуркации ($\varepsilon \sim 50$ %) отвечает образованию ячеистой субструктуры, вторая ($60 \leqslant \varepsilon \leqslant 70$ %) — началу формирования полосовых структур, а третья ($\varepsilon \sim 80$ %) связана с трансформацией полосовых субструктур в ультрадисперсную фрагментированную. Последняя характеризуется структурной неоднородностью, признаками самоорганизации, определяемой в синергетике как структурная турбулентность.

При анализе текстуры ее эволюция понимается не только как изменение функции распределения ориентировок в ходе пластического течения, а также как диссипативный процесс, отражающий коллективное поведение совокупности фрагментов, взаимодействующих между собой через некоторую среду. В этом смысле текстурная функция является параметром макроскопической системы, отражающим процессы самоорганизации. Учет всех управляющих параметров в эволюционном уравнении представляет сложную задачу, поэтому важно, чтобы наиболее характерный из них мог бы быть найден из достаточно простых экспериментов. Таким параметром может служить некоторый аналог распространения ориентировок. Очевидно, для изучения закономерных изменений данного распределения нет необходимости исследовать полный спектр кристаллографических ориентаций. Если закономерности существуют, то они будут проявляться и на ограниченной совокупности ориентировок. В соответствии с этим был выбран набор ориентировок, который представлен на рис. 10.5 по оси абсцисс, а по оси ординат показана их объемная доля (в процентах) в общей доле всех компонент текстуры, пронормированных с учетом фактора повторяемости.

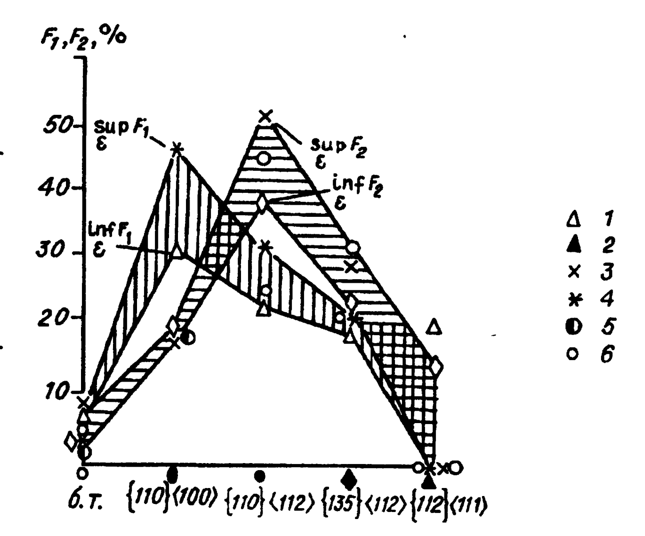


Рис. 10.5. Влияние степени пластической деформации на распределение ориентировок в сплаве 36НХТЮ. ε = 50 % (*1*); 70 (*2*); 80 (*3*); 90 (*4*); 97 (*5*); 99 % (*6*).

В качестве параметра, описывающего эволюцию текстуры, было выбрано распределение $\{f_i\}$ как функция степени деформации

$$F(\varepsilon) = F[f_0(\varepsilon);\ f_1(\varepsilon);\ f_2(\varepsilon);\ f_3(\varepsilon);\ f_4(\varepsilon)] = F_\varepsilon[f_i],$$

где индекс $i = 0, 1, 2, 3, 4$ означает выделение i-й компоненты соответствующего распределения.

В соответствии с результатами эксперимента степень деформации ε принимает значения:

$$\varepsilon = 0, 10, 30, 50, 70, 80, 90, 97, 99\ \%.$$

Совокупный анализ распределений $F(\varepsilon)$ позволил выделить только два типа распределений:

$$F_1(\varepsilon) = \{F(\varepsilon)\,|\max f_i(\varepsilon) = f_1(\varepsilon)\},$$

$$F_2(\varepsilon) = \{F(\varepsilon)\,|\max f_i(\varepsilon) = f_2(\varepsilon)\}.$$

Выделение типов F_1 и F_2 позволяет разбить все значения степени деформации на два подмножества: $\varepsilon_1 = \{\varepsilon = 0, 10, 30, 70, 90, 99\ \%\}$ и $\varepsilon_2 = \{\varepsilon = 30, 80, 97\ \%\}$, на которых реализуется соответственно распределение первого и второго типов. Зависимость типа распределения от степени деформации и эволюционные характеристики формирования цикла изменения вида распределения и его устойчивость приведены ниже:

Степень деформации, %	0	10	30	50	70	80	97	99	99,9
Тип распределения	F_1	F_1	F_1	F_2	F_1	F_2	F_1	F_2	F_1
Эволюционная характеристика распределения	Формирование цикла изменения типа распределения						Устойчивость цикла изменения типа распределения		

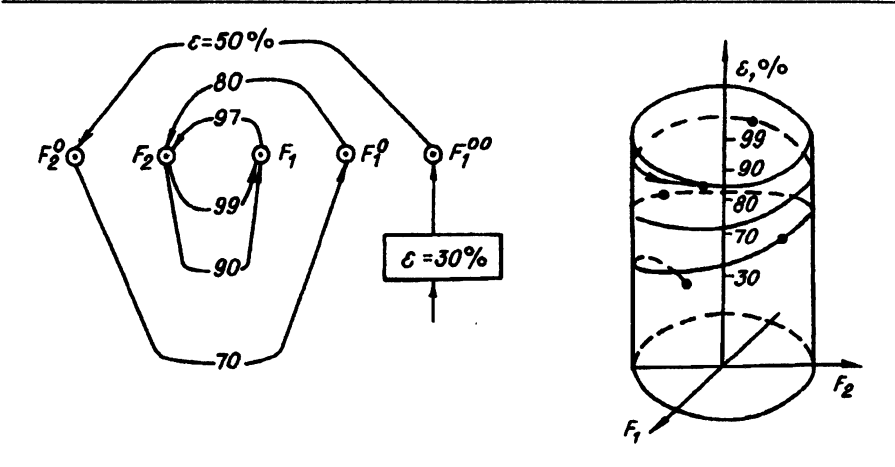


Рис. 10.6. Фазовая траектория и внешний предельный цикл.

Представленные данные показывают, что уже на стадии деформации $\varepsilon = 50$ % начинают формироваться распределения с ярко выраженным различием в положениях максимумов, а с увеличением степени деформации происходит рост моды (высота максимума) и уменьшение (сужение) интервала колебаний распределений.

Качественно картину изменений можно изобразить схемой, показанной на рис. 10.2, *в* и 10.6, на которой обращает на себя внимание область устойчивости цикла изменения, соответствующая перебросу типов распределения $F_1 \rightleftarrows F_2$. Если представить гидродинамическое течение материала в очаге деформации в виде некоторой активной бистабильной среды, то динамическую активность мезоуровня можно рассматривать в терминах распространения волны переключения [58] из одного метастабильного состояния в другое. Скорость волны переключения и ее профиль определяются собственными характеристиками среды и величиной синергетического потенциала, который зависит от степени возбуждения под воздействием внешних факторов и уровня локальных напряжений. При заданном синергетическом потенциале скорость волны переключения зависит также от размера структурных элементов, в частности фрагментов, и определяется длиной свободного пробега дислокаций от одной границы раздела к другой.

Для исключения локализации течения на мезоуровне и последующего перехода на более высокий структурный уровень необходим какой-либо механизм, который обеспечивал бы возвращение элементов структуры к исходному состоянию после прохождения волны переключения, т.е. требуется действие некоторого "ингибитора" процесса. При этом необходимо допустить, что ингибитор способен распадаться или уходить в окружающую среду — иначе он просто бы накапливался с течением времени. В качестве такого ингибитора может выступить, с одной стороны, уровень локальных напряжений, а с другой — степень

разориентации между фрагментами. Поэтому в рамках синергетической модели волну переключения можно рассматривать как процесс периодического рассыпания субграниц и образование новых по эстафетному механизму, качественно подобному динамической рекристаллизации, при которой образуются волны динамической активности [2, 43, 60, 61]. На мезоуровне это реализуется путем периодической смены микротекстурных компонент, каждая из которых отвечает собственному типу дислокационной структуры.

Известно [58], что при эволюции диссипативных структур фазовый объем со временем не остается постоянным, а сокращается, стремясь в пределе к определенному постоянному значению. Значит, спустя какое-то время все фазовые траектории окажутся сосредоточенными на некотором подмножестве исходного бесконечномерного пространства. Такое квазипериодическое движение в фазовом пространстве называется предельным циклом, а его устойчивое состояние — странным аттрактором.

Эволюцию диссипативных структур при прокатке можно изобразить на примере притягивающего предельного множества, сочетающего в себе свойства локальной неустойчивости с общим сжатием фазового объема, называемого соленоидом Смейла — Вильямса [58]. На рис. 10.5 показана траектория на фазовой плоскости F_1 и F_2 в зависимости от степени пластической деформации. Не вдаваясь в подробный анализ устойчивости динамической системы, отметим, что после точки бифуркационной неустойчивости, отвечающей смене механизма деформации, фазовая кривая выходит на боковую поверхность цилиндра и, наматываясь на него, образует устойчивый предельный цикл. Таким образом, устойчивость пластического течения на фазовой диаграмме свидетельствует о том, что ресурс пластичности материала после глубоких степеней деформации не исчерпан и возможно дальнейшее формоизменение до сколь угодно больших степеней обжатия.

Вновь обратимся к эксперименту. После прохождения точки бифуркации сопротивление деформированию падает, усилия на валки прокатного стана снижаются, упругое сплющивание валков значительно уменьшается и трещинообразование на краях прокатываемой полосы полностью прекращается. Эти эффекты проявляются в интервале скоростей деформации $2 \cdot 10^{-1} - 1{,}5 \cdot 10^{2}$ c^{-1} при комнатной температуре. Можно задавать высокие степени обжатия за один проход без опасения разрушения образца. Прокатываемая полоса ведет себя как типичный сверхпластичный материал.

Пластическое формоизменение при прокатке происходит в сильно стесненных условиях. Материал в очаге деформации находится в сложнонапряженном состоянии, которое условно можно описать суперпозицией сжатия и растяжения, и жестко определяется геометрией деформирования в валках прокатного стана. Стесняющую роль деформации выполняет контактная поверхность валков и прокатываемой полосы. Специальными методами, усиливая действие тангенциальных напряжений, можно интенсифицировать динамическую активность ме-

зоуровня и превратить локально деформированный объем в очаге деформации в сплошную зону локализации в виде контактной полосы. Обеспечивая необходимое кинетическое соответствие между скоростью деформации и релаксационными процессами на выходе из валков, можно перейти в режим гидродинамического течения с квазивязкой модой деформации и реализовать СП течение. По-видимому, такая зона локализации между валками является аналогом "бегущей шейки" при СПД.

Во многом подобные эффекты наблюдались при прокатке тонких фольг из алюминия и меди [62], при этом локализация течения в очаге деформации достигалась за счет небольшого рассогласования в угловых скоростях валков, что снижало давление на валки более чем на два порядка и облегчало условие течения металла.

Имеются факторы, которые благоприятствуют проявлению низкотемпературной СПД: интенсивная фрагментация структуры с высокой степенью дисперсности структурных элементов и углов разориентации между ними; структурно-сдвиговая неустойчивость в локально деформируемых объемах; напряженное состояние в очаге деформации, близкое к схеме "давление плюс сдвиг".

Рассмотрим физическую интерпретацию СП течения при прокатке с учетом перехода локального объема в очаге деформации в сильновозбужденное состояние и его релаксации напряжений в результате периодической перестройки дефектных структур. По существу это модель гидродинамического течения в условиях кратковременной низкотемпературной деформации. Ведущим механизмом является внутрифрагментное скольжение от одной субграницы к другой. По мере накопления дислокаций в объемах, благоприятно ориентированных для скольжения фрагментов, происходит их выстраивание в субграницы до тех пор, пока разориентация между фрагментами не достигнет порогового значения, после чего встраивание дислокаций в субграницы становится невозможным. Субграницы переходят в сильновозбужденное состояние (по мнению авторов [37, 40, 50] — в новое активированное состояние) и становятся неустойчивыми по отношению к продолжающейся деформации. Эволюцию дислокационных реакций в субграницах проследить довольно сложно, поскольку она зависит от множества трудноконтролируемых факторов. Например, решеточные дислокации, попадая в субграницу, вступают в сложные реакции друг с другом с образованием зернограничных дислокаций (ЗГД) и их комплексов. Переползание и скольжение ЗГД вдоль границ требует их взаимодействия с точечными дефектами и, наконец, образования групп подвижных и неподвижных дислокаций и их ухода обратно в фрагменты. Благодаря повышению уровня локальных напряжений и потере сдвиговой устойчивости в приграничных областях срабатывает механизм переключения, происходит рассыпание ряда субграниц на отдельные дислокации, дискретно изменяется разориентация между фрагментами, что эквивалентно зернограничному проскальзованию и повороту фрагментов как целого. Основное скольжение сосредоточено в плоскостях $\{110\}$, которые лежат в плоскости прокатки, и механизм переключения

по мере торможения сдвигов осуществляет переброс скольжения от направления ⟨100⟩ к направлению ⟨112⟩. Угол между этими направлениями равен 65°, что близко к действию касательных напряжений. Компонента {135}⟨112⟩, периодически выходя в плоскость прокатки, выполняет аккомодационную подстройку пластического течения на фоне мощных диффузионных потоков. Рассыпание субграниц, повторное их образование и связанный с этим процессом поворот фрагментов происходят коррелированно, вовлекая в процесс большое количество фрагментов. В противном случае имело место бы рассеяние текстуры, что не наблюдается экспериментально. Процесс периодически повторяется и во многом подобен динамической ротационной рекристаллизации [63], которая реализуется под действием развивающейся разориентации без ощутимой миграции границ субзерен. По мере того как пластические ротации охватывают весь локальный объем в очаге деформации, пластическое течение выходит на установившуюся стадию, несмотря на низкую температуру и кратковременность процесса. В этом случае динамическое рассыпание субграниц и повторное их образование можно рассматривать как механизм более высокого по сравнению с ВДС и диффузионным массопереносом мезоскопического структурного уровня.

Кинетическое соответствие между скоростью деформации и аккомодационными механизмами можно достигнуть за счет высокой динамической активности мезоуровня. Для этого необходимо разрешить непрерывное движение элементов мезоструктуры любым из возможных способом (ВДС, ЗГП, диффузионный массоперенос, фазовые превращения и др.), и только в таком случае удается реализовать гидродинамическое течение в локально деформируемом объеме. Скорость деформации должна быть, с одной стороны, достаточной для полного протекания диффузионных процессов, а с другой — для обеспечения работы механизма переключения в условиях низких температур. Изменяя степень дисперсности исходной микроструктуры, можно в широких пределах влиять на структурный уровень деформации, а следовательно, на скорость квазивязкой моды течения, поскольку последняя обратно пропорциональна размеру структурных элементов.

Приведенное качественное рассмотрение механизма кратковременной низкотемпературной сверхпластичности нуждается в дальнейшем углубленном исследовании, как в теоретическом, так и в экспериментальном. В то же время описанный подход делает возможным понимание роли мезоскопической структуры при гидродинамическом течении и может найти практическое применение. В частности, использование специального прокатного оборудования, например планетарного стана и установок с натяжением или изгибом полосы, вокруг плавающего валка позволило реализовать эффект СП течения для интенсификации процессов прокатки и разработать рациональные экономичные режимы механико-термических обработок сталей и сплавов рассматриваемого класса.

10.7. Локализация пластического течения и разрушение

Пространственная неоднородность полей внутренних напряжений и неоднородность субструктуры неизбежно приводят к локализации пластического течения и предопределяют последующее разрушение. Существование концентраторов напряжений различной природы, торможение сдвигов и поворотов, а также смена механизмов деформации обусловливают неоднородное пластическое течение в локальных микрообъемах и являются следствием более глубоких причин, заложенных в эволюции диссипативных структур. Локализация пластического течения наблюдается практически на любых стадиях деформации и имеет специфические особенности на макро- и мезоуровне. Основная причина локализации деформации — потеря сдвиговой устойчивости [2, 64], и для предотвращения выхода пластического течения на более высокий структурный уровень необходимо создать условия для проявления динамической активности мезоуровня. Для этой цели следует растянуть во времени любые стадии эволюции субструктуры, вовлечь в пластическое течение все возможные механизмы и реализовать эффективную диссипацию подводимой энергии на всех структурных уровнях и, таким образом, обеспечить живучесть кристалла, подвергнутого внешним воздействиям.

Некоторые закономерности локального формоизменения на мезоуровне уже обсуждались. Выясним характер влияния сформированной субструктуры на развитие локализации на макроуровне и последующего разрушения. Рассмотрим три интервала степеней деформации, соответствующих разным механизмам деформации и типом субструктуры.

При экспериментальном изучении локализованного течения на макроуровне обнаружено два вида локализации: образование стационарной шейки для структур, сформированных в интервале деформации $0 \leqslant \varepsilon \leqslant 60$ %, и полосы суперлокализации (фото 10.3, *д*), проходящей через весь образец, для фрагментированных ультрамелкозернистых субструктур.

Появление шейки при растяжении четко фиксируется на кривых течения (максимум деформирующего усилия). Следует отметить, что в сплавах, закаленных на пересыщенный твердый раствор, иногда наблюдаются "бегающие шейки", которые впоследствии переходят в стационарную (устойчивую) шейку. Предварительная деформация способствует формированию только стационарной шейки.

Согласно металлографическим наблюдениям, зарождение и распространение трещины всегда происходят внутри зерен. Эксперимент in situ с помощью высоковольтного электронного микроскопа [65] подтвердил данные макроскопического эксперимента о транскристаллитном характере разрушения и показал, что границы зерен, как правило, — более прочные структурные элементы. Часто фиксировались трещины, проходящие параллельно границе на расстоянии порядка долей микрона. Силовое поле концентратора напряжений, созданное специально наведенной трещиной, способствует появлению первичных и вторичных полос скольжения. Дальнейшее нагружение стимулирует как пер-

вичную, так и сопряженную систему скольжения, и в пластической зоне формируется зигзагообразная полоса локализованной деформации (фото 10.3, *а*), которая предопределяет будущую траекторию распространения трещины. Чередование периодов активности первичной и вторичной систем скольжения, действие которых полностью контролируется мезоскопическим уровнем, обусловливает формирование зигзагообразной траектории магистральной трещины (фото 10.3, *б*). Шаг зигзага зависит от размера зерна или ячейки, а направление распространения задается максимальными касательными напряжениями, при этом они играют организующую роль, направляя пластическое течение в определенные места очага деформации. Скорость роста трещины не остается постоянной, а периодически изменяется таким образом, что ее уменьшение или ускорение связано с изменением направления распространения и с поглощением микроповреждений (микротрещин и пор) в пределах пластической зоны.

До тех пор пока не меняется механизм деформации (трансляционный сдвиг), специально введенные частицы второй фазы не влияют на морфологические особенности разрушения на мезоуровне. Таким образом, микромеханизм разрушения достаточно хорошо описывается в рамках модели дислокационно-сдвигового механизма [66].

При изменении схемы напряженного состояния, т.е. при переходе от одноосного растяжения к циклическому изгибу, существенных различий в микромеханизмах разрушения не наблюдается. На фото 10.3, *в* показан зигзагообразный профиль магистральной трещины после знакопеременного нагружения. Некоторые особенности разрушения при усталостном нагружении сплавов изучаемого класса в различных структурных состояниях приведены в работах [67, 68].

Принципиально иной характер локализации пластического течения и разрушения начинает отчетливо проявляться при смене механизма деформации, при переходе от трансляционного скольжения к коллективным модам формоизменения. При этом существенны изменения как на макро-, так и на мезоуровне.

На поверхности образцов образуются макрополосы, ориентированные по направлению максимальных касательных напряжений под углом 45—50° к направлению растяжения. На фото 10.3, *д* показана полоса суперлокализации (в литературе [6, 8, 32, 63] иногда используют термины "полоса сосредоточенного утонения", "линии интенсивного скольжения", "бездислокационные каналы скольжения" и др.), проходящая через весь образец и имеющая вид единичной полосы шириной 10^{-1}—10^{-2} мм или серии узких полос. Вся деформация, сосредоточенная в этих полосах, может составлять, по данным [8, 32, 63], сотни процентов. По обе стороны вблизи полосы наблюдается характерный складчатый рельеф, что отражает следы взаимодействия с боковыми поверхностями образца. В начальные стадии деформирования возможно образование нескольких параллельных полос на значительном расстоянии друг от друга, иногда происходит их пересечение под углом 90°. При дальнейшем растяжении на боковых гранях возникает сдвиговая ступень, образец теряет ориентационную устойчивость, и обе части

образца, разделенные полосой и ограниченные заневоленными захватами испытательной машины, стремятся повернуться в противоположные стороны.

Ультрамелкозернистая фрагментированная структура обладает более высокими прочностными характеристиками и низкой пластичностью по сравнению с материалом, прокатанным на сравнительно невысокие степени деформации (см. рис. 10.1, *а*). Поэтому естественно было ожидать сильной локализации деформации в малой пластической зоне перед вершиной трещины и быстрого распространения последней по достижении некоторой критической величины. Однако результаты эксперимента in situ показывают, что в вершине трещины формируется протяженная зона локального утонения, соизмеримая с размерами всего образца (фото 10.3, *е*). Размер пластической зоны достигает сотен микрон и во много раз превышает размеры зоны при действии дислокационно-сдвигового механизма разрушения. Меняется и сам характер микроразрушения — от внутризеренного, как уже отмечалось, к межфрагментному. Дислокационная активность совершенно подавлена и ни в одном из экспериментов in situ не удалось наблюдать актов пластической деформации, связанных с движением дислокаций как внутри пластической зоны, так и в окружающих микроструктуры областях. По-видимому, в силу мезоскопических размеров пластической зоны и больших градиентов напряжений внутри ее развитие ротационной неустойчивости происходит путем лавинообразного сдвига и кооперативной перестройки с вовлечением больших групп фрагментов.

Микродифракционный анализ показывает, что разориентация участков внутри пластической зоны и на берегах, разделенных трещиной, составляет 15—20°, что значительно превышает угол раскрытия трещин и соответствует разориентации фрагментированной структуры. Дифракционные картины, полученные с участка локального утонения в вершине трещин, хотя имеют квазикольцевой вид, однако не дают основания говорить о полной аморфизиции материала. Между тем наблюдаются аномалии диффузного рассеяния и возникают новые рефлексы, не характерные для равновесных условий. Появление запрещенных рефлексов на микродифракционных картинах и их перемещение по направлению к центральному пучку при приближении к вершине трещины могут косвенно свидетельствовать в пользу структурно-фазовых флуктуаций, присущих сильновозбужденному состоянию [2, 27, 28].

Распространение трещины происходит вдоль полосы локализованного течения и осуществляется путем поглощения пор, которые, по-видимому, возникли путем коалесценции вакансий или в результате незавершенности аккомодационных процессов.

На рис. 10.1, *а* показано влияние степени пластической деформации при прокатке на относительное удлинение, измеренное при одноосном растяжении. Обращает на себя внимание необычный характер изменения пластичности. Резкое уменьшение δ не связано с катастрофическим падением вязкости разрушения, поскольку наличие большой пластической зоны перед вершиной трещин, показатели трещиностойкости, предела усталости (см. рис. 10.1, *а*), а также данные

фрактографических наблюдений указывают на достаточно большой ресурс пластичности материала. Характер разрушения сохраняется вязким и мелкоячеистым вплоть до сверхглубоких степеней деформации. По-видимому, падение пластичности обусловлено структурно-ориентационной неустойчивостью мезоструктуры при переходе от одного вида напряженного состояния к более жесткому при растяжении. Структура, сформированная при прокате, в условиях одноосного растяжения становится неустойчивой, так как активируются новые моды деформации, отличные от тех, что были задействованы при прокатке. Структурно-ориентированная неустойчивость мезоуровня в поле других внешних напряжений стимулирует быстрый переход пластического течения на макроуровень, хотя ресурс пластичности материала еще не полностью исчерпан.

Особенности локализации течения полосовых мезоструктур состоят в том, что в них одновременно прослеживаются действия сдвиговых и поворотных мод деформации. На стадии формирования полосовых структур трансляционно-сдвиговые моды уже в значительной степени исчерпали свои релакционные возможности, однако к этому времени ротационные моды еще в недостаточной мере активированы для эффективной аккомодации заторможенных сдвигов и развивающихся поворотов. Следовательно, провалы прочности на кривых σ—ε (рис. 10.1, *а*), падение уровня внутреннего трения (рис. 10.1, *г*), текстурное превращение (рис. 10.2, *а*), сильный разброс экспериментальных данных при измерении размеров структурных элементов (рис. 10.1, *в*), а также характер локализации и разрушения свидетельствуют в пользу приведенных предположений. Образование клиновых микротрещин, не характерных для других типов структур, массовое появление экструзий на поверхности в инкубационном периоде разрушения (фото 10,3, *г*), увеличение фасеток скола вдоль полос переориентации, наличие вторичных трещин на усталостных бороздках, обусловленных периодическим исчерпанием запаса пластичности в вершине трещины, образование рваных краев при прокатке и другие эффекты локализации — все эти факты указывают на критическую структуру, не благоприятную для пластического формоизменения. Формирование такого типа субструктур необходимо учитывать и по возможности избегать в практике механико-термических обработок.

* * *

Представленные экспериментальные результаты показали наличие иерархии неоднородностей полей внутренних напряжений и формирующихся диссипативных структур на разных стадиях пластического течения и структурных уровнях, в которых ведущую роль играет мезоскопический уровень деформации. Самоорганизация диссипативных структур проявляется на нижнем структурном уровне порядка атомно-кристаллической решетки, а также в том, что образуются крупномасштабные упорядоченные структуры. Развитие неустойчивостей различного типа связано с прявлением динамической активности

мезоуровня и отражает типичные коллективные черты пластического течения.

Продолжение исследований в этом направлении позволит разработать физические модели пластического формоизменения, которые могут быть использованы при компьютерном конструировании новых материалов и технологий их упрочнения, а также открыть путь повышения надежности способов прогнозирования поведения конструкционных материалов под нагрузкой.

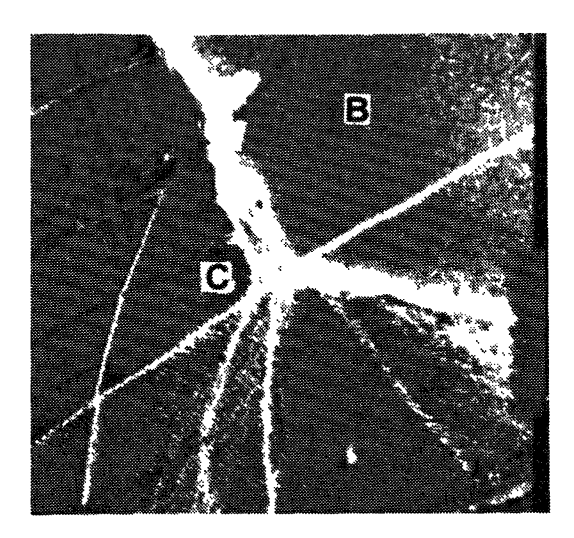


Фото 1.1. Полосы локализованной деформации в поликристалле сплава Pb + 1,9 %Sn при растяжении по скоростью 1,1 %/мин (T = 543 K, ε = 30 %). ×1000.

Фото 1.2. Два трансляционно-ротационных вихря в поликристалле кремнистого железа; растяжение при T = 293 K (ε = 8 %). ×200.

8[а] Заказ № 263

Фото 1.3. Зигзагообразные дисклинации в поперечном сечении образца кремнистого железа; растяжение при $T = 293$ К ($\varepsilon = 8$ %). ×200.

Фото 1.4. Зигзагообразные дисклинации, возникающие в зоне надреза образца кремнистого железа с самого начала пластической деформации; растяжение при $T = 293$ К ($\varepsilon = 1$ %). ×200.



Фото 1.5. Разрушение кремнистого железа с надрезом. Трещина распространяется вдоль зигзагообразной дисклинации; образование вихря при распространении трещины; растяжение при $T = 293$ К. ×200.

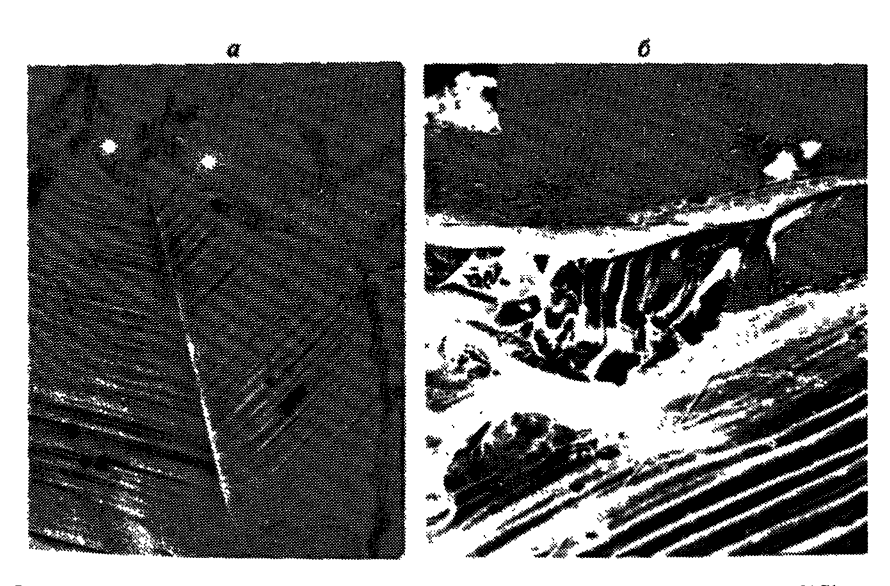


Фото 1.6. Возникновение мезосубструктуры-I в зернах поликристалла Pb + 0,24 %Sb при ползучести ($T = 328$ К, $\sigma = 4$ МПа).

а – ×300; *б* – ×400.

Фото 1.7. Эффекты изгиба-кручения на поверхности образца стали Гадфильда; растяжение при T = 293 К (ε = 7 %). ×150.

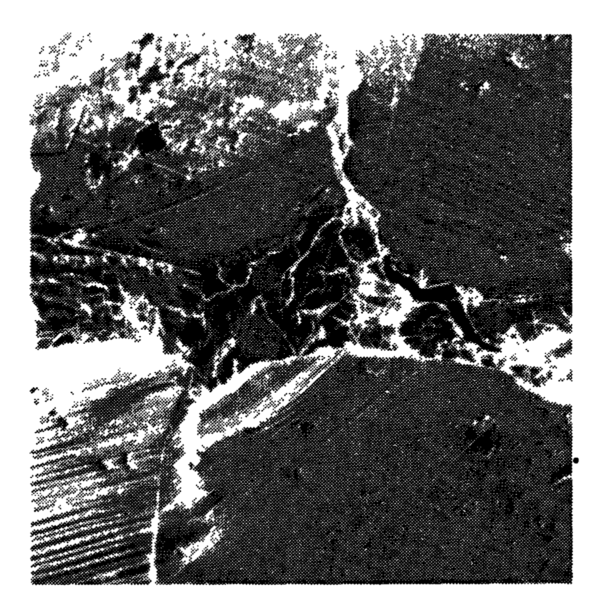


Фото 1.8. Трансляционно-ротационный вихрь, охватывающий конгломераты зерен в поликристалле сплава Pb + 1,9 % Sn; ползучесть при T = 328 К (σ = 4 МПа, третья стадия). ×400.

Фото 1.9. Макрофрагментация зерна поликристалла Pb + 1,9 % Sn в полосе одиночного скольжения; ползучесть при T = 328 K (σ = 4 МПа). ×120.

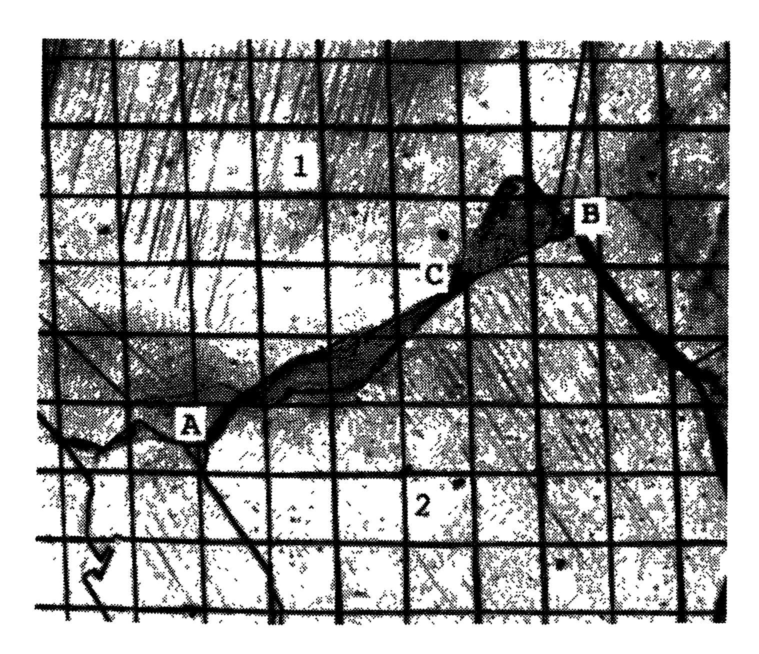


Фото 9.1. Встречный сдвиг в смежных зернах свинца (N = 100). ×100.

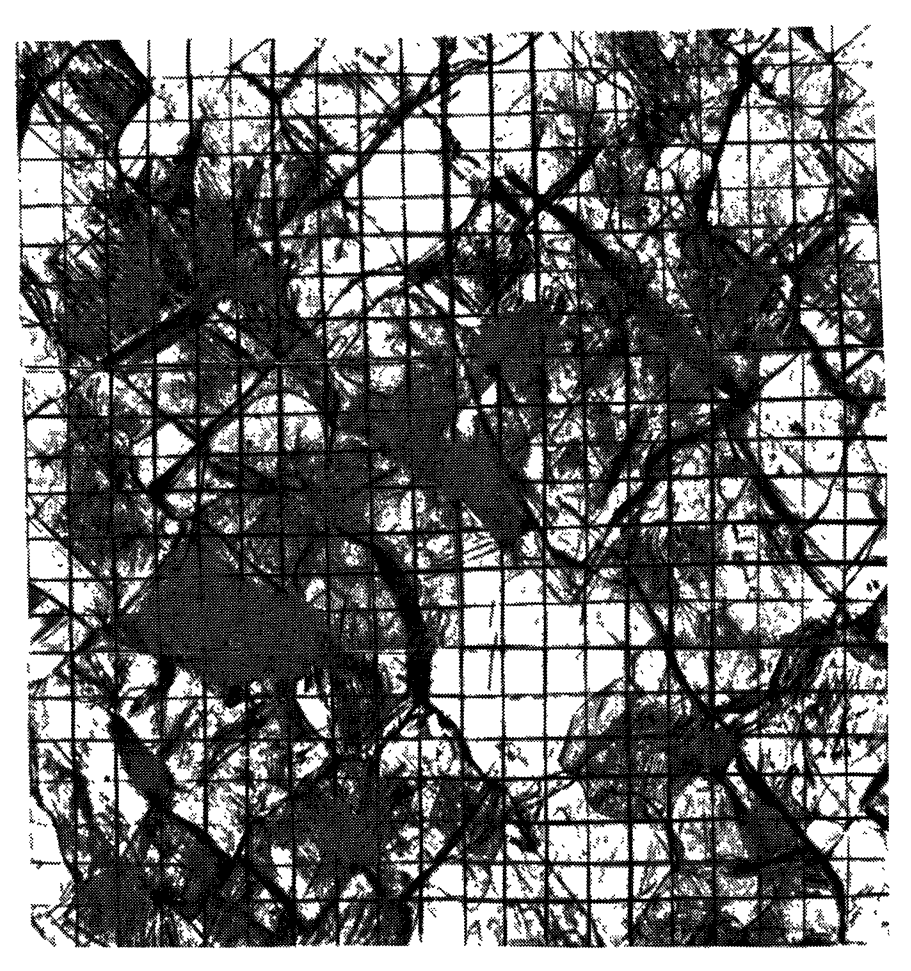
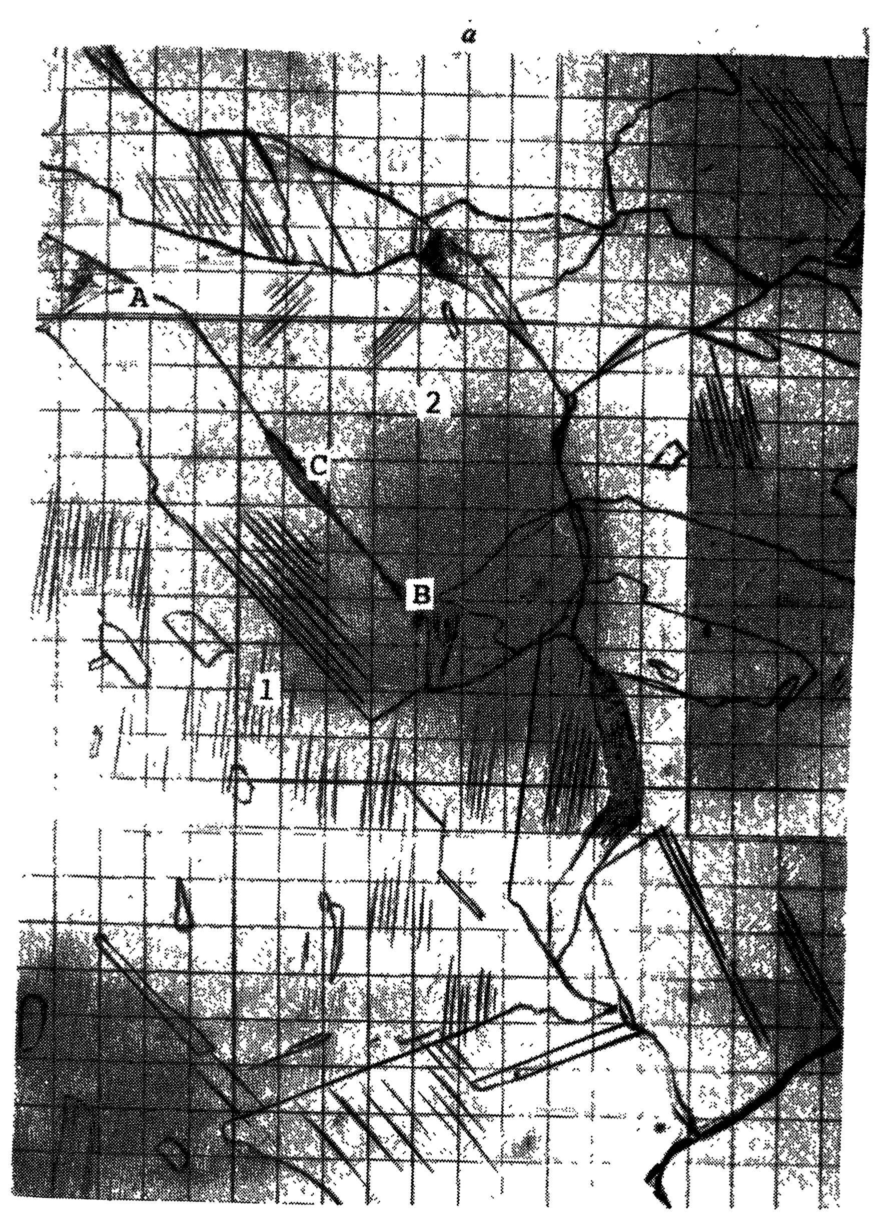


Фото 9.2. Структура свинца с размером зерна 200 мкм ($N = 5 \cdot 10^4$). ×60.



Начало фото 9.3.

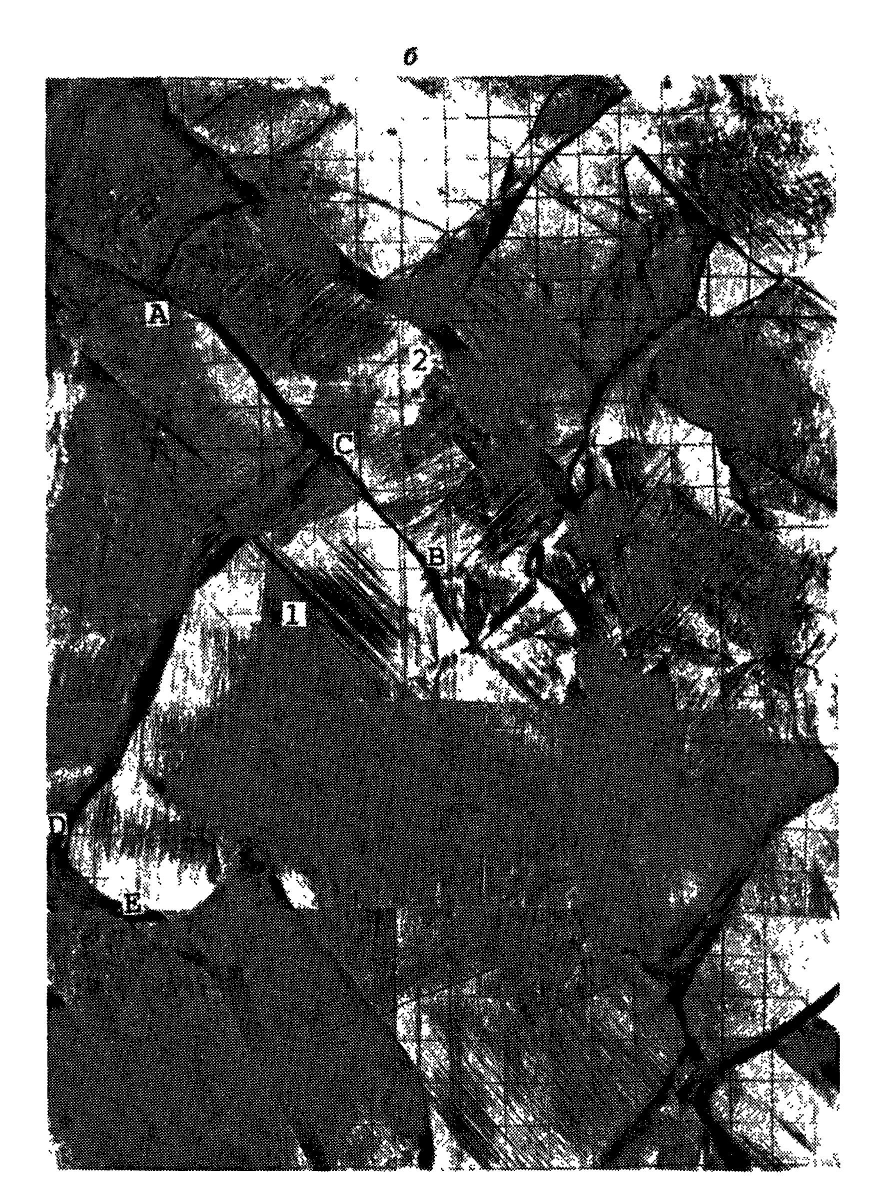
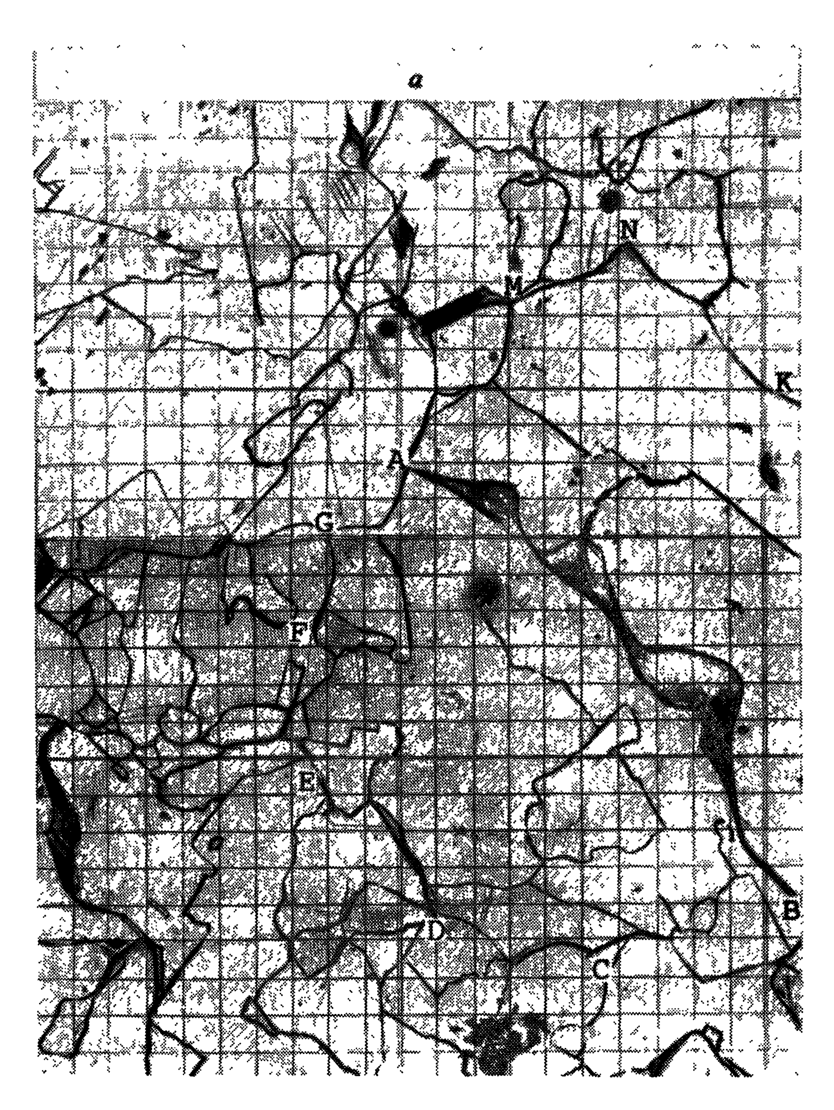


Фото 9.3. Структура свинца с размером зерна 1000 мкм. ×60.

а – $N = 10^2$; *б* – $N = 10^5$ (разрушен).



Начало фото 9.4.

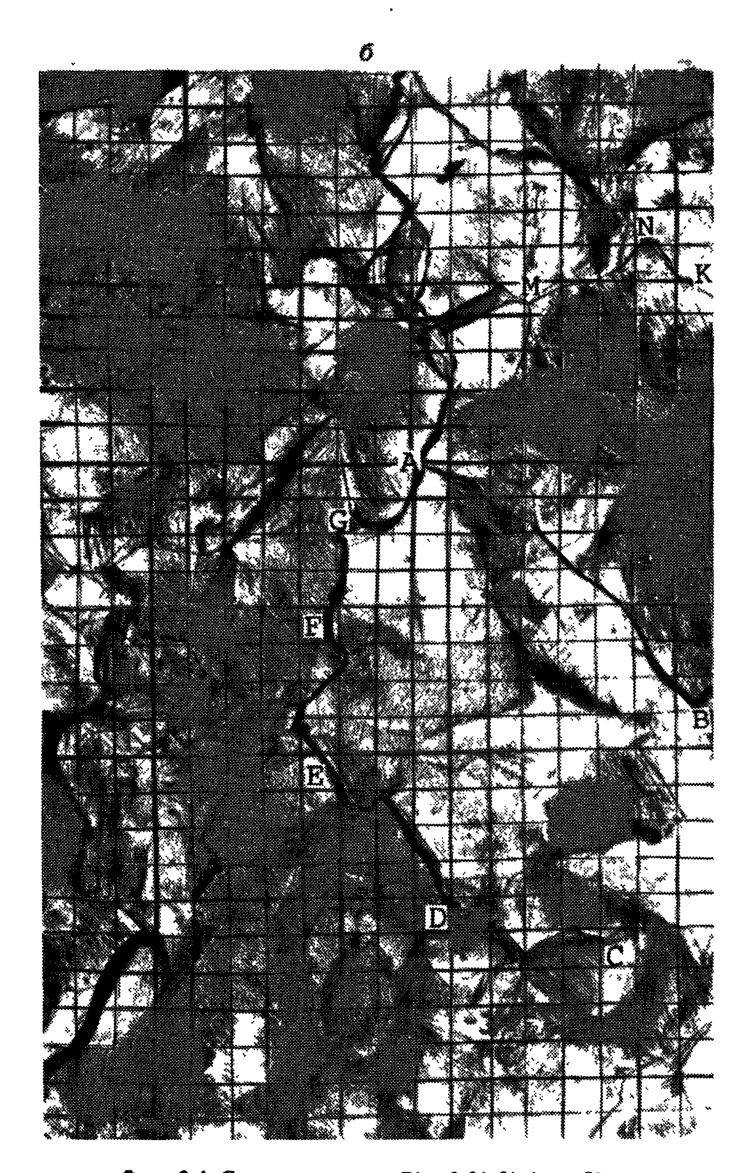


Фото 9.4. Структура сплава Pb + 0,01 % As. ×50.

а – $N = 10^3$; *б* – разрушен.

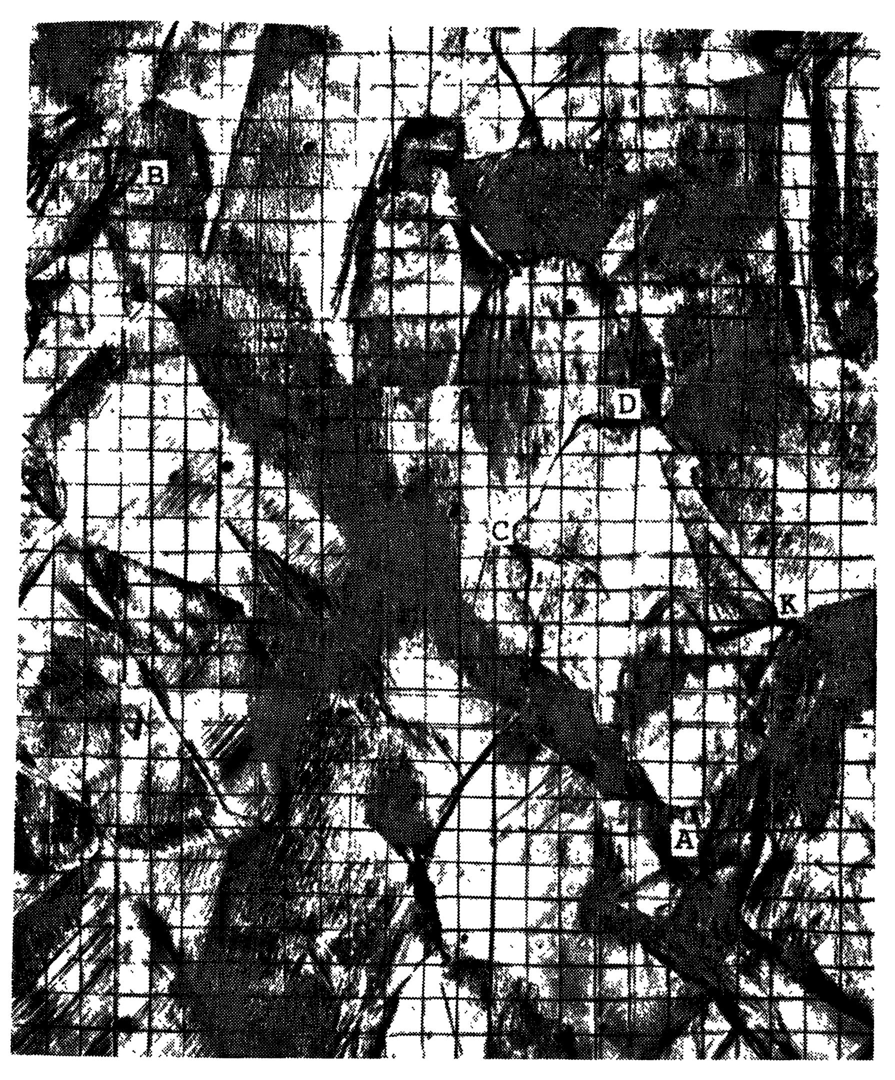


Фото 9.5. Полосовая структура в сплаве Pb + 0,01 % As. ($N = 10^4$). ×50.



Фото 9.6. Структура сплава Pb + 1,9 % Sn (разрушен). ×40.

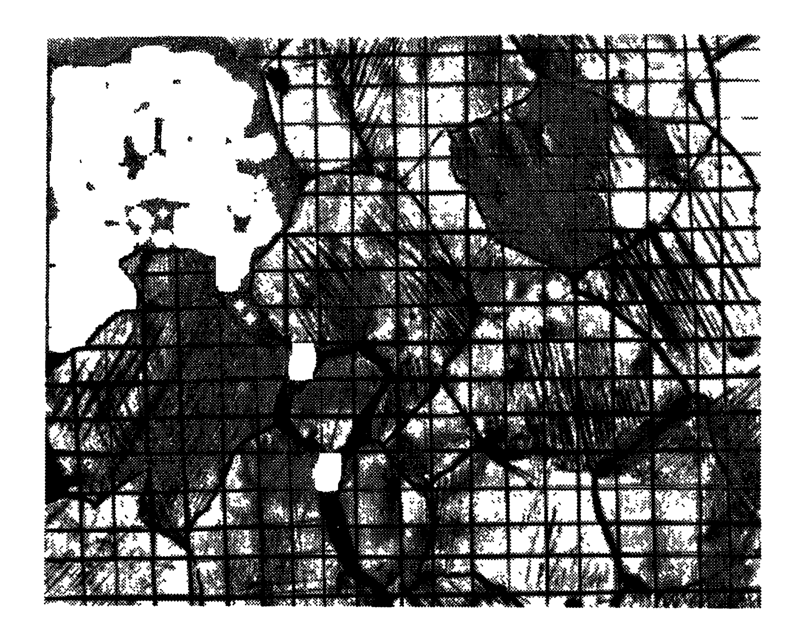


Фото 9.7. Встречный поворот смежных зерен в сплаве Pb + 1,9 % Sn (разрушен). ×50.

Фото 9.8. Структура сплава Pb + 0,03 % Te (разрушен). ×50.

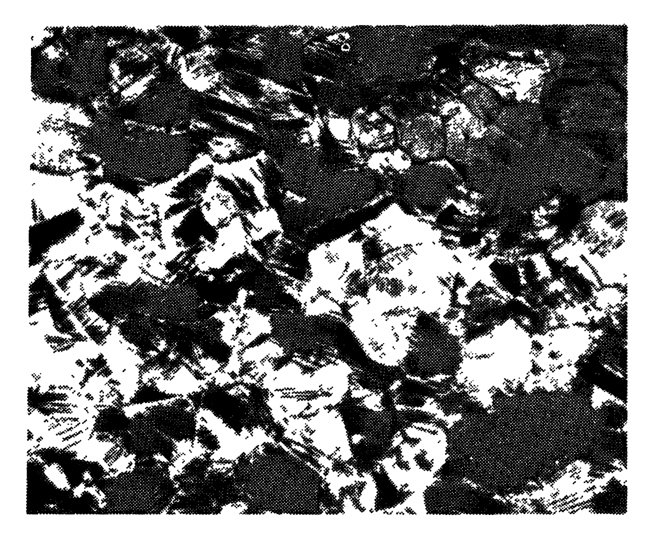
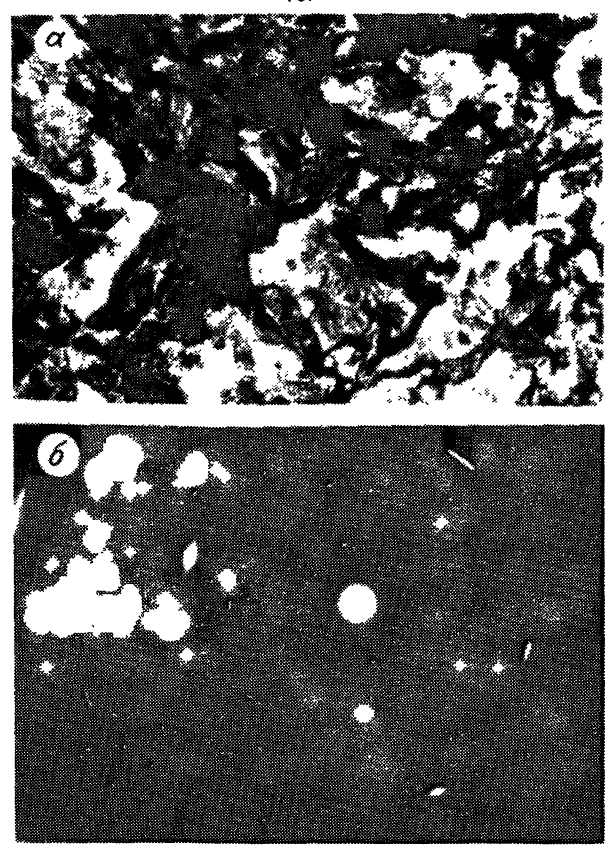
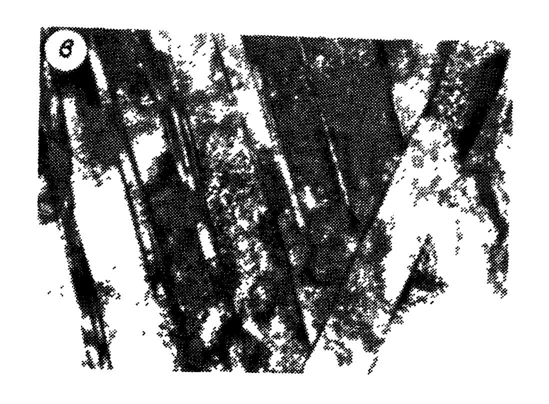


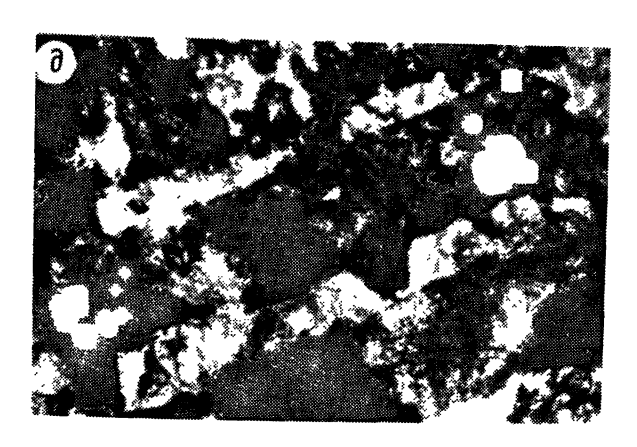
Фото 9.9. Трансляционно-ротационные мезовихри в сплаве Pb + 0,5 % Sb ($N = 1{,}3 \cdot 10^4$) ×70.



Начало фото 10.1.



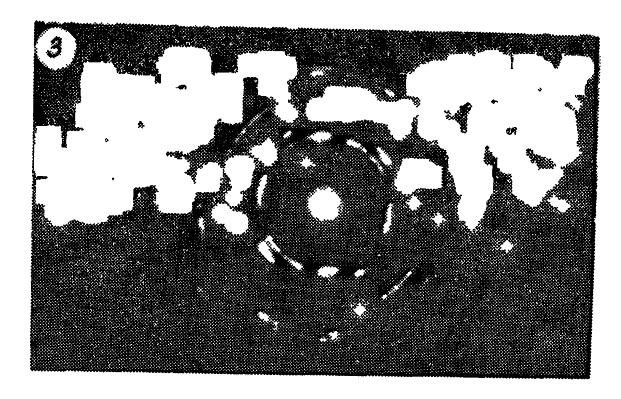




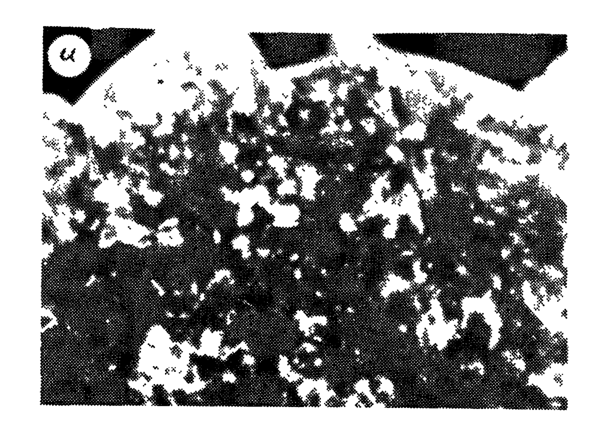
Продолжение фото 10.1.



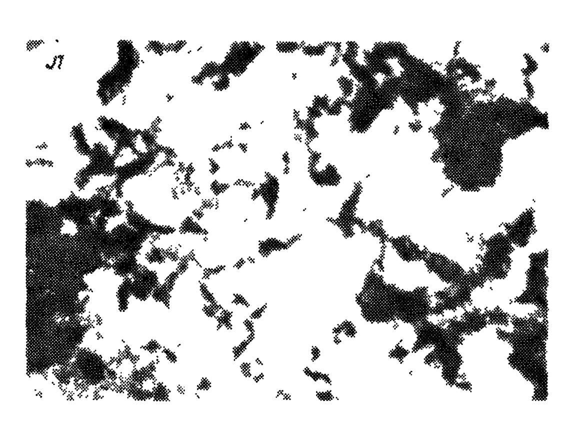




Продолжение фото 10.1.







Продолжение фото 10.1.


8б Заказ № 263

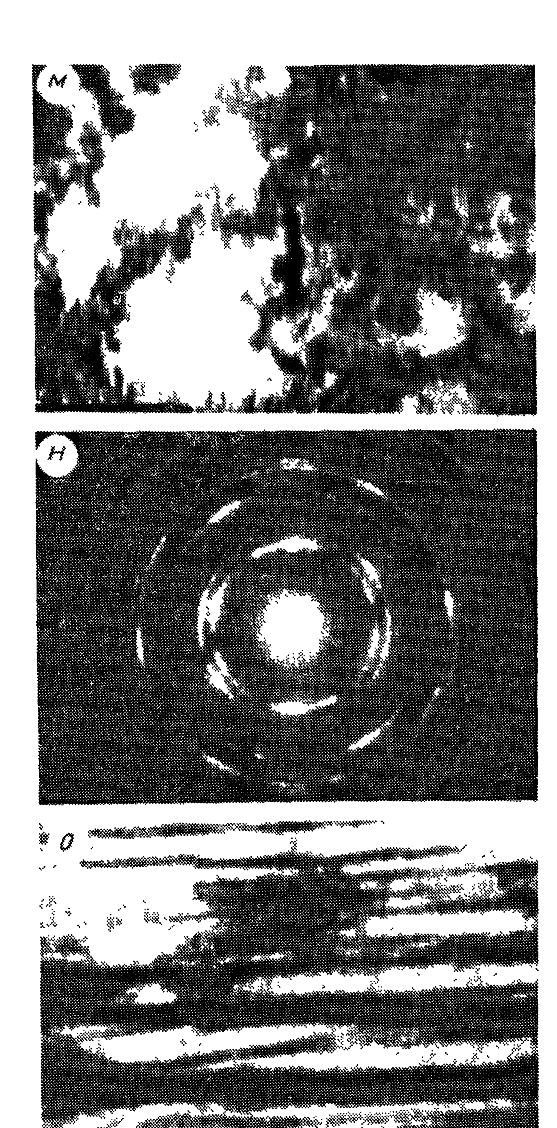
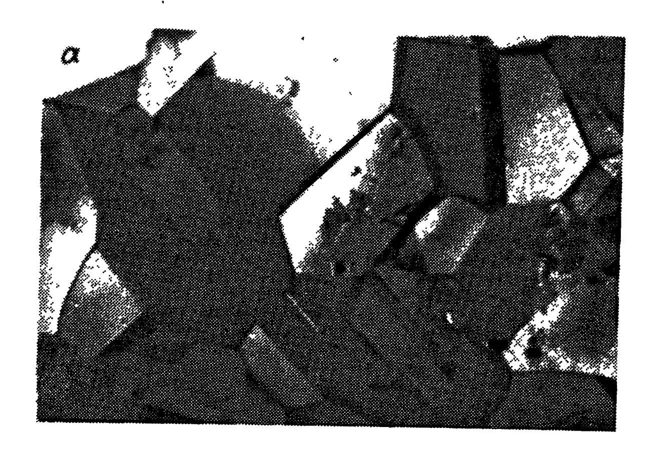
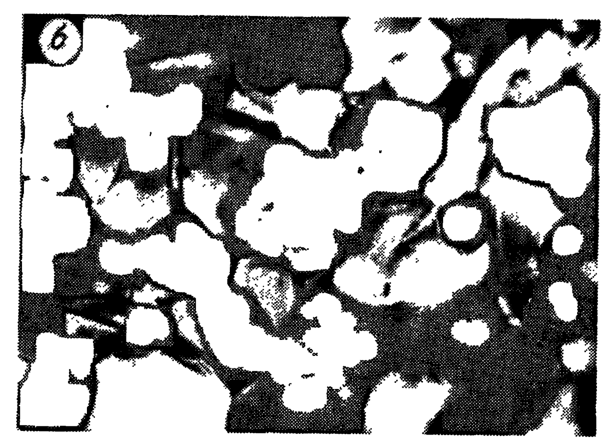


Фото 10.1. Эволюция диссипативных структур в ходе пластической деформации.

а – слаборазориентированная ячеистая структура, ×30 000; *б* – микродифракционная картина к *а*; *в*, *г* – первая и вторая стадии формирования полосовых структур, ×26 000 (*в*), ×20 000 (*г*); *д*, *е* – изображение полосовых структур в светлом и темном поле, ×23 000; *ж* – пересечение полос переориентации и разрушение полосовых субструктур, ×20 000; *з* – микродифракционная картина от мезополос; *и* – диспергирование кристаллической решетки стали Х20АГ20Ф (ε = 95 %, плоскость прокатки. $\bar{g} = [\bar{1}\,\bar{1}\,\bar{1}]\,\gamma$, ×50 000, темное поле); *к*, *л* – фрагментированные субструктуры, ×30 000 (*к*), ×60 000 (*л*); *м* – строение субграниц, ×100 000; *н* – микродифракция к *м*; *о* – многослойные нанокристаллические структуры в стали Х20АГ20Ф (плоскость фольги перпендикулярна плоскости прокатки, ширина полос < 100 нм, ×50 000).







Начало фото 10.2.

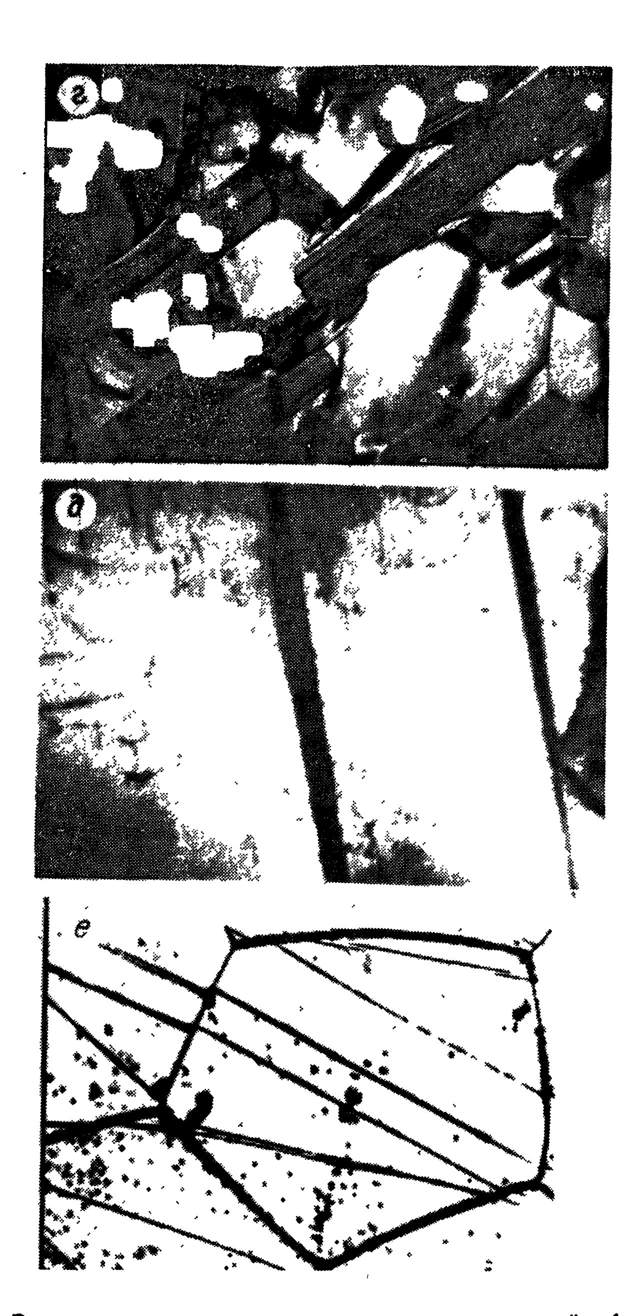
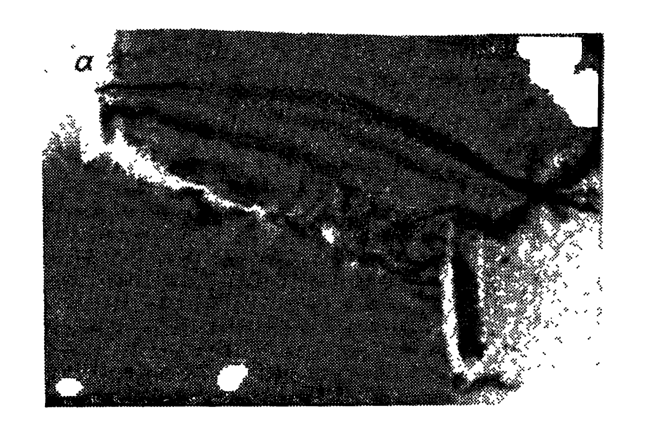
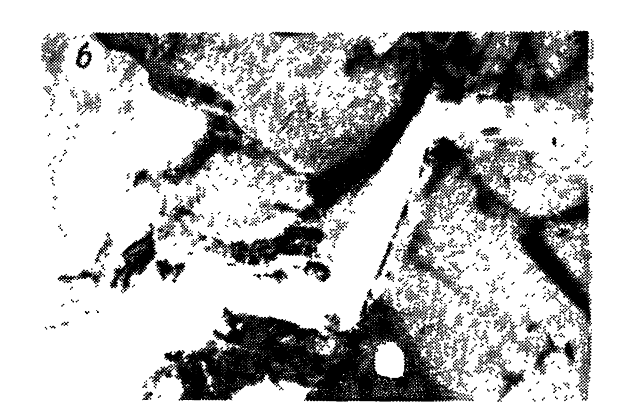
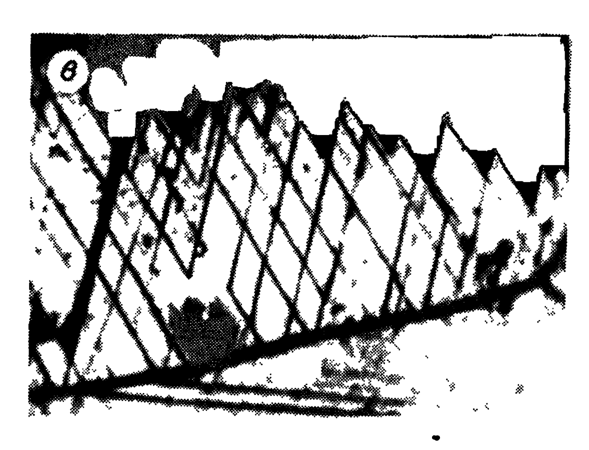


Фото 10.2. Эволюция микроструктуры в процессе сверхпластической деформации.

а — ультрамелкозернистая структура в сплаве 36НХТЮ', ×3500; *б* — микродуплексная структура в сплаве 40ХНЮ, ×3000; *в* — ориентированная структура частиц η-фазы, ×1500; *г* — частицы η-фазы, ориентированные вдоль оси растяжения, ×25 000; *д* — дислокационная активность на стадии установившегося СП течения, ×28 000; *е* — зернограничное проскальзывание (РЭМ), ×6000.







Начало фото 10.3.

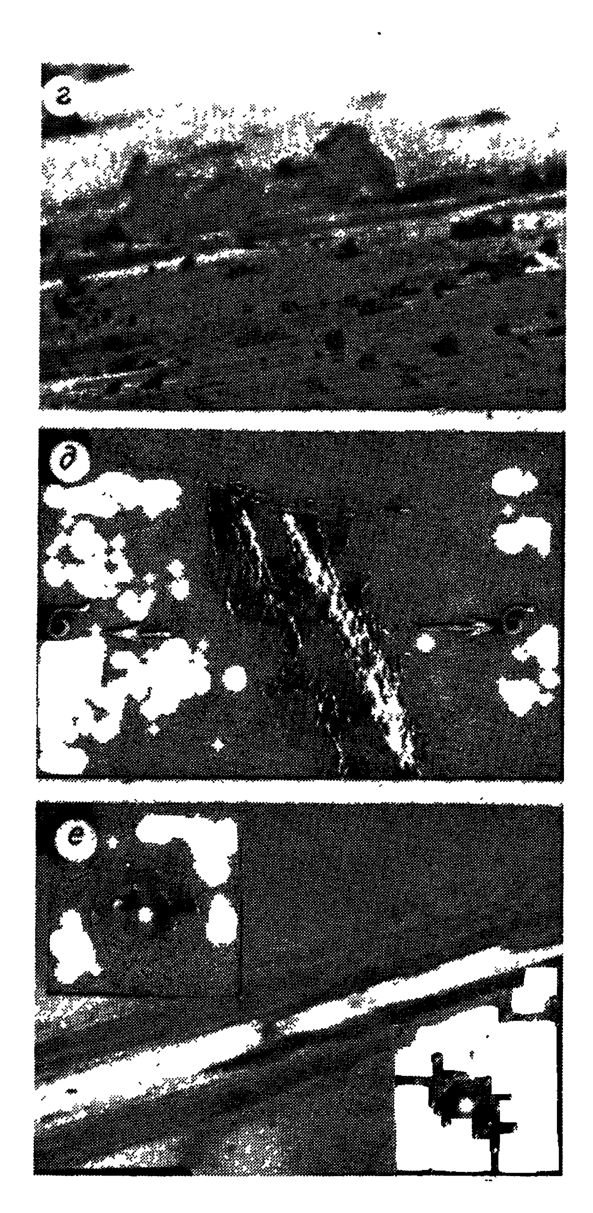


Фото 10.3. Локализация пластического течения и разрушения на мезо- и макроуровне.

а — развитие локализованных полос в пластической зоне перед вершиной трещины, ×1500; *б* — продвижение зигзагообразной трещины, ×1200; *в* — зубчатый профиль магистральной трещины при знакопеременном нагружении, ×1500; *г* — образование экструзий в полосах переориентации (РЭМ), ×1500; *д* — полоса суперлокализации, ×30; *е* — пластическая зона в ультрадисперсионных структурах, ×2500.

Фото 11.1. Локализация деформации в ЗТВ стали 10 (ε = 0,01). ×140.



Фото 11.2. Полоса Людерса — Чернова в области основного металла стали 10 (ε = 0,02). ×40.

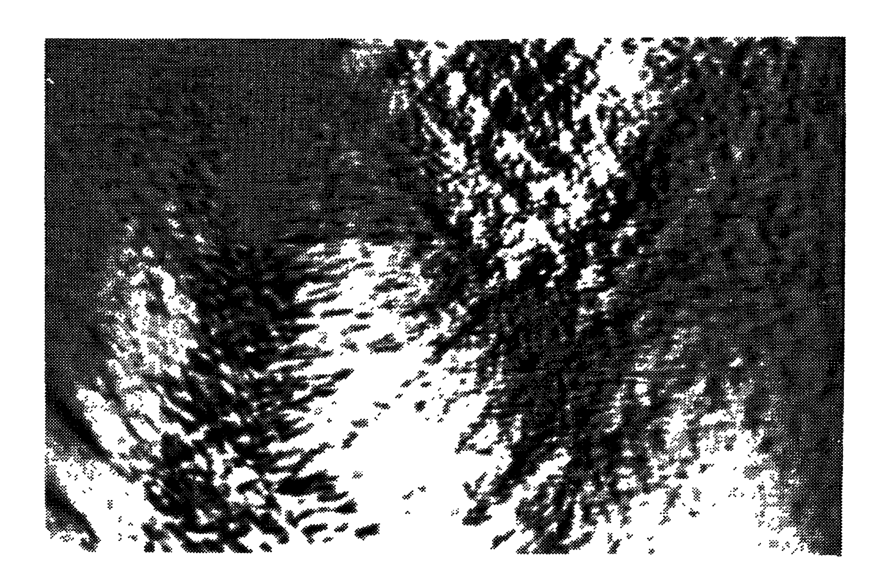


Фото 11.3. Полосовая структура в ЗТВ стали 10 (ε = 0,03). ×40.

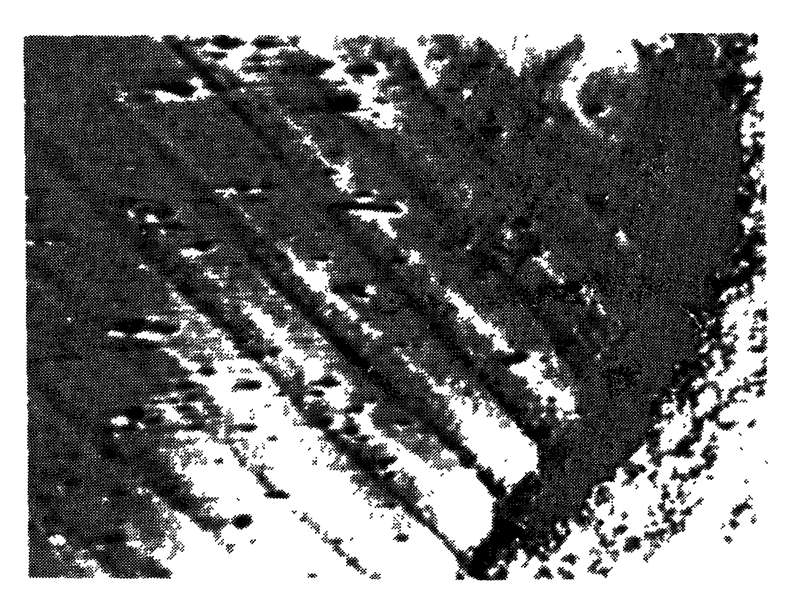


Фото 11.4. Полосовая структура в области основного металла стали 10 (ε = 0,03). ×40

а

б

Начало фото 11.5.

Фото 11.5. Эволюция ПМС с ветвлением полос стали 10. ×110.
ε = 0,035 (*а*), 0,040 (*б*), 0,045 (*в*).

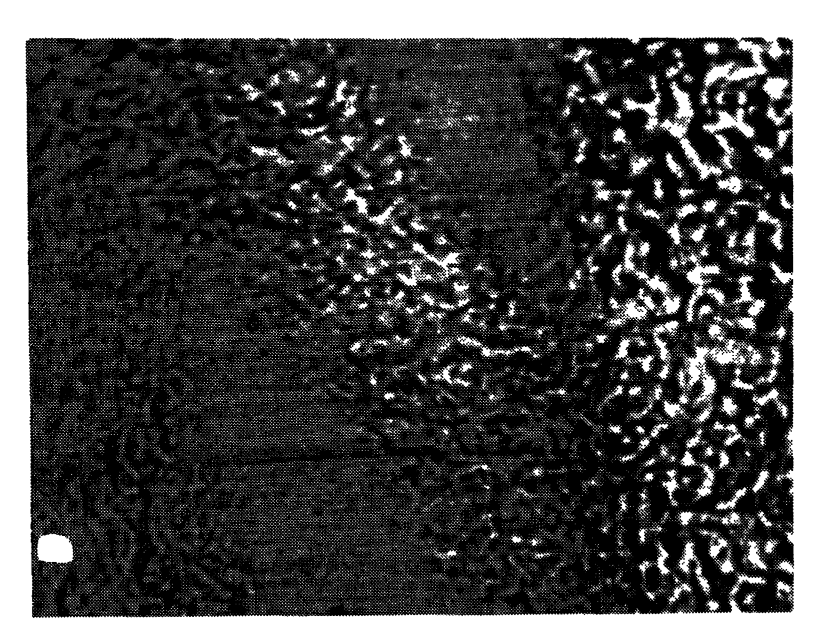


Фото 11.6. Мезофрагменты ПМС стали 10 (ε = 0,04). ×110.

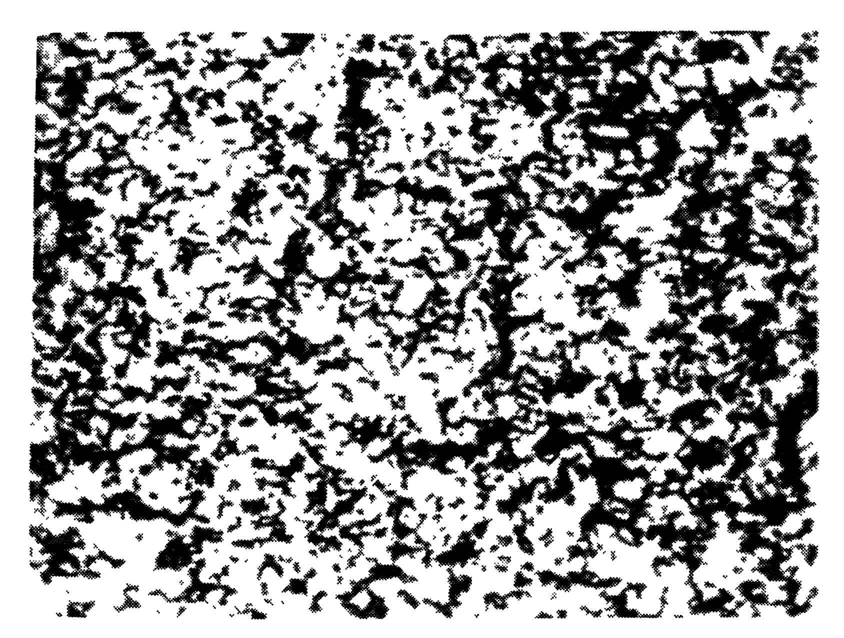


Фото 11.7. Мезовихрь в полосе локализованной деформации стали 10 (ε = 0,04). ×200.

Фото 11.8. Полосовая структура в стали Х18Н10 (сильные мезоконцентраторы напряжений, ε = 0,15). ×80.

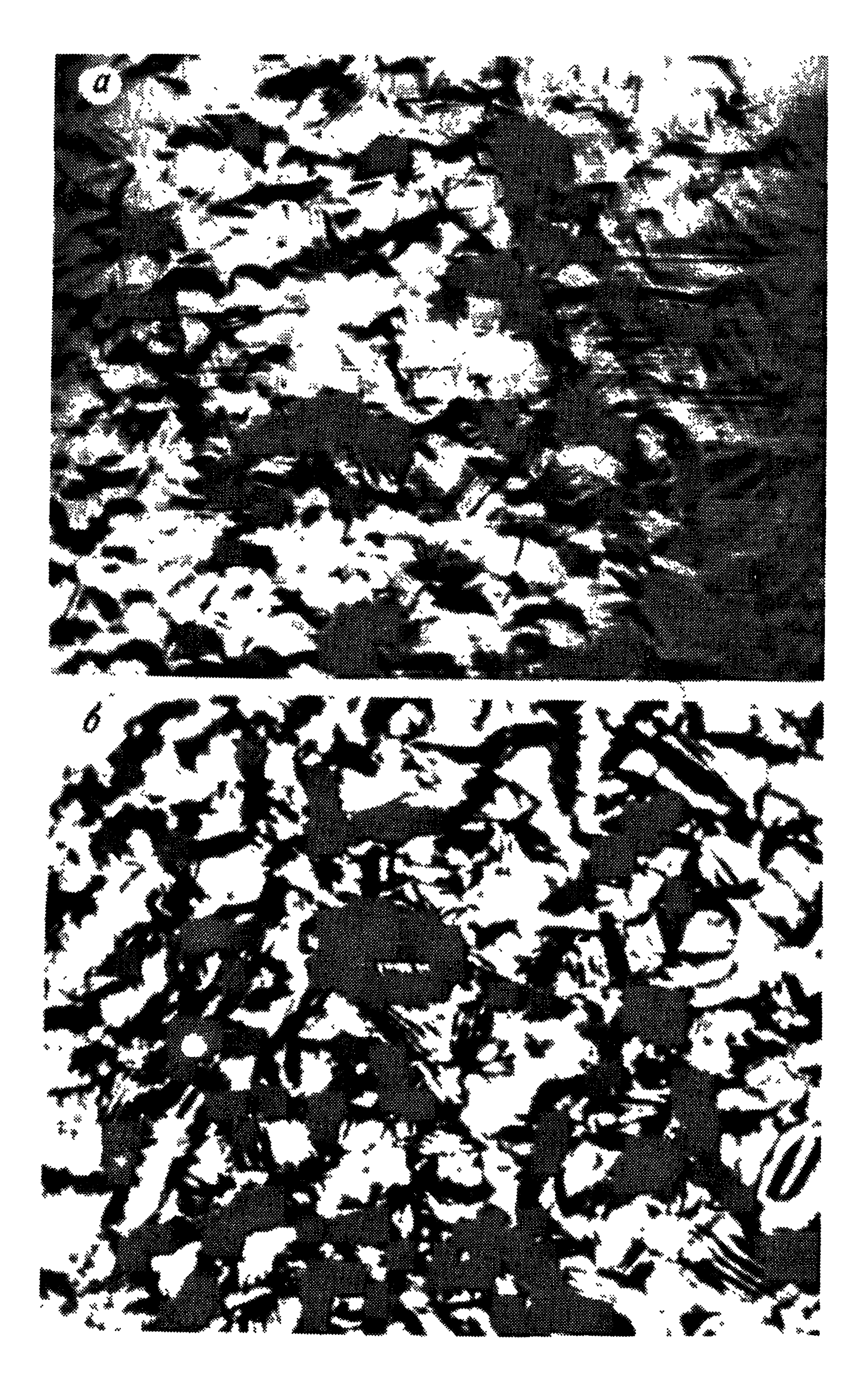


Фото 11.9. Конгломераты зерен в ЗТВ стали Х18Н10. ×110.
а — ε = 0,10; *б* — ε = 0,15.

Фото 11.10. Полосовая структура в стали Х18Н10 (макроконцентраторы напряжений, $\varepsilon = 0{,}15$). ×110.

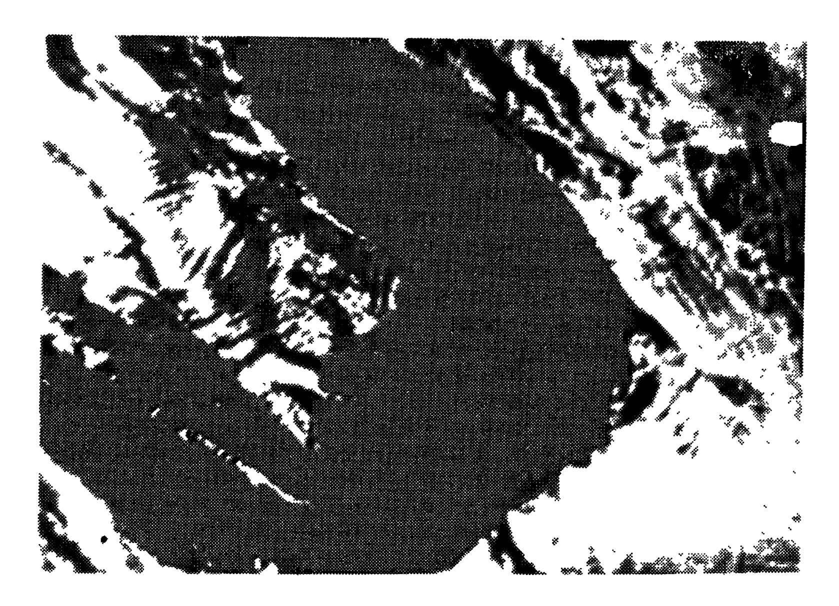


Фото 11.11. Разрушение в ЗТВ стали Х18Н10 ($\varepsilon = 0{,}25$). ×110.

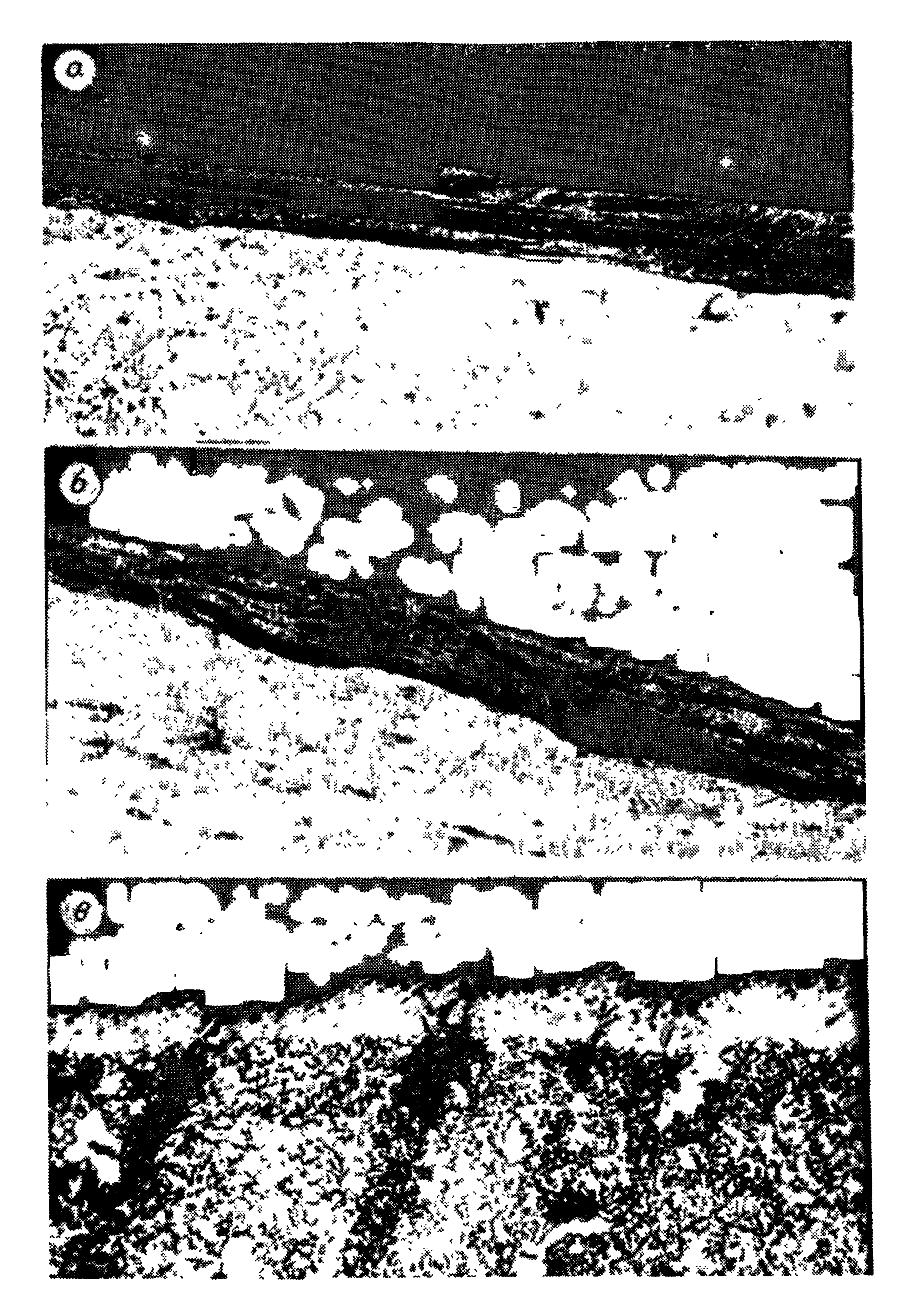


Фото 13.1. Состояние пограничного слоя в различных материалах.

а — сплав 36НХТЮ, закаленный; *б* — сплав 36НХТЮ, закаленный и состаренный; *в* — композиционный материал TiC–CoCuCr, ×500.

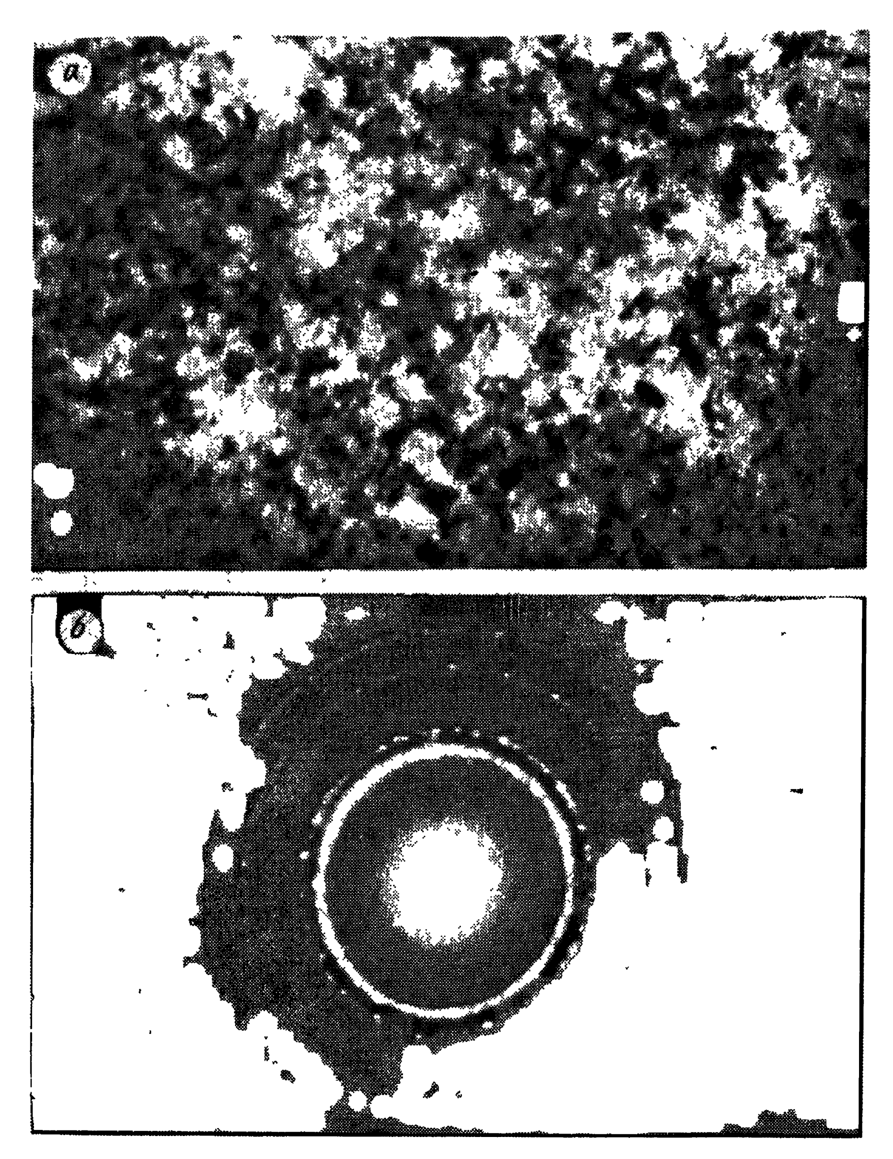


Фото 13.2. Микроструктура (*а*) (×44 000) и электронограмма (*б*) поверхности трения сплава 36НХТЮ.

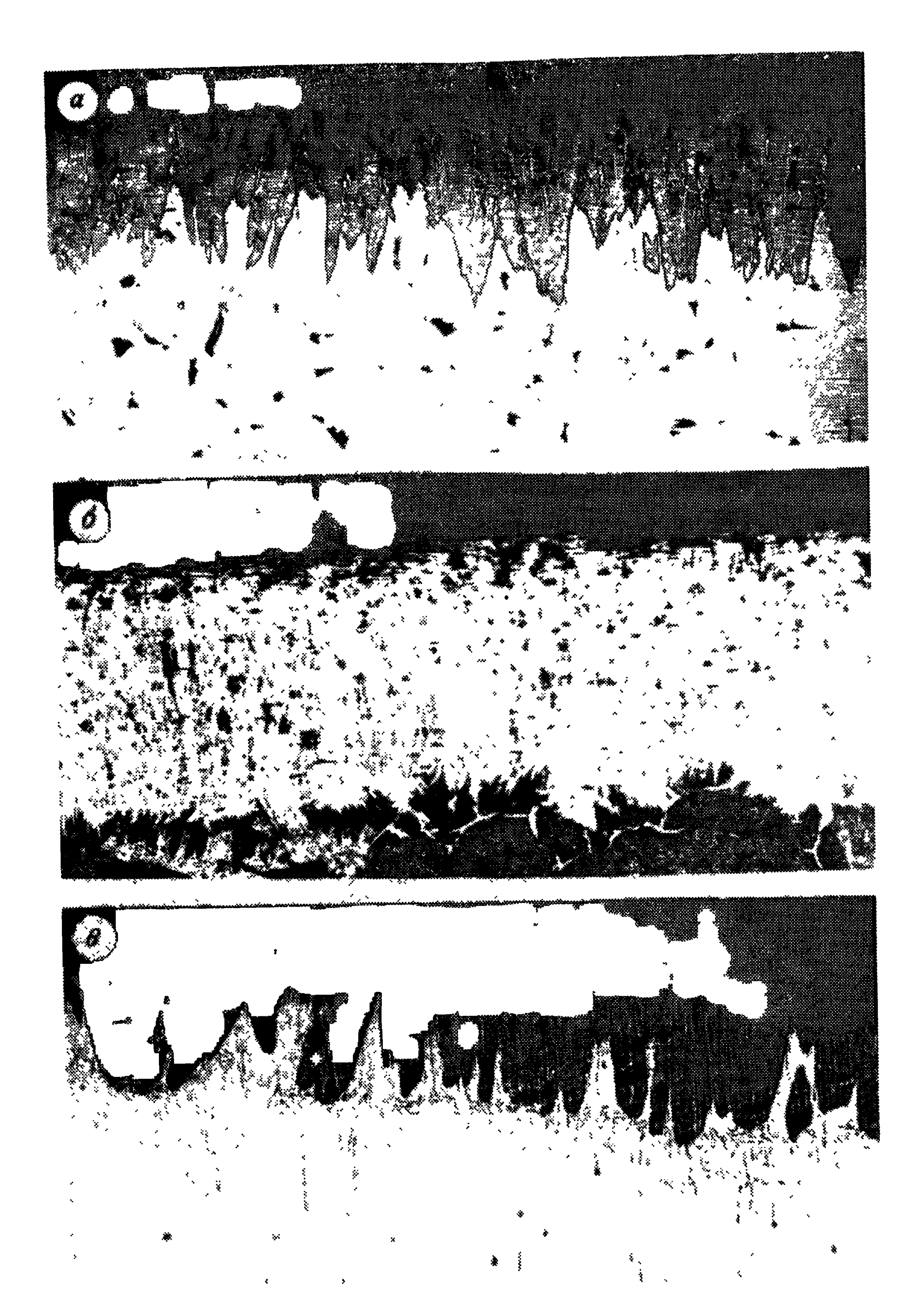


Фото 13.3. Боридные слои на стали 15Н3МА.

а – однофазный, состоящий из борида Fe_2B, *б* – двухфазный Fe_2B–FeB (светлая фаза на поверхности – FeB); *в* – "зубчатая" структура Fe_2B. В промежутках между зубьями – борный цементит $Fe_3(B,C)$.

Глава 11

ПОЛОСОВЫЕ СТРУКТУРЫ НА МЕЗО- И МАКРОМАСШТАБНОМ УРОВНЯХ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ

11.1. Роль концентраторов напряжений в формировании полосовых структур

Закономерности возникновения полосовых структур подробно изучены в литературе с использованием метода просвечивающей электронной микроскопии. Особый интерес для мезомеханики представляют так называемые микрополосы (microbands). Они появляются при определенной степени деформации и распространяются на фоне дислокационной структуры через многие зерна независимо от их кристаллографической ориентации [1, 2]. Преимущественные направления распространения микрополос — направления максимальных касательных напряжений τ_{max} и направления, перпендикулярные оси приложенной нагрузки. Природа образования полосовых структур и их связь с механическими свойствами, к сожалению, до сих пор остаются неясными. По нашему мнению, описанные в литературе микрополосы — это мезомасштабные дефекты, связанные с возникновением в деформируемом материале мезоконцентраторов напряжений, и их нужно изучать прежде всего методами мезомеханики.

Напомним, что в гл. 9, посвященной описанию мезоскопических субструктур, появляющихся в условиях знакопеременного нагружения поликристаллов, было убедительно показано, что источниками полос служат мезоконцентраторы напряжений. Сильная локализация деформации при знакопеременном нагружении на фоне незначительной общей деформации позволила выявить мезоконцентраторы напряжений в явном виде и установить их связь с зарождением полосовых структур. Естественно думать, что и при других видах нагружения природа возникновения полос аналогична.

Поскольку в случае активного растяжения, когда полосы образуются на фоне большой плотности дислокаций, выявить наличие мезоконцентраторов напряжений и их природу очень трудно, в данной работе крупномасштабные концентраторы напряжений вводили в образец заранее. При активном растяжении образца крупномасштабные концентраторы напряжений включались с начала нагружения, и их влияние на механизм деформации изучали на фоне малой плотности дислокаций. Это позволяло установить прямую связь полосовых мезоскопических структур (ПМС) с типом и мощностью концентратора напряжений.

9 Заказ № 263

Крупномасштабные концентраторы напряжений различной мощности вводили следующим образом. Известно, что сварное соединение металлов и сплавов всегда сопровождается возникновением зоны термического влияния (ЗТВ). Граница шов—ЗТВ представляет собой сильный полосовой концентратор напряжений и инициирует появление в ЗТВ сильнолокализованной пластической деформации до начала общей деформации образца. Другими словами, в ЗТВ образуется локализованный крупномасштабный трансляционно-ротационный вихрь, который вызывает действие на весь образец сильного изгибающего момента. Как следствие, в образце возникает серия концентраторов напряжений различного масштаба. Именно они определяют последующую деформацию образца. Меняя структуру и состояние ЗТВ, можно регулировать мощность связанного с ней трансляционно-ротационного вихря, а следовательно, мощность и характер распределения концентраторов напряжений в образце.

В работе было исследовано три типа концентраторов напряжений (по классификации гл. 1):

— слабые мезоконцентраторы напряжений;

— сильные мезоконцентраторы напряжений;

— макроконцентраторы напряжений.

Для введения слабых мезоконцентраторов напряжений использовали сварной шов в низкоуглеродистой стали 10, полученный методом аргонно-дуговой сварки. Известно, что в этом случае ЗТВ не разупрочняется, а даже несколько упрочняется вследствие измельчения зеренной структуры при фазовой перекристаллизации поликристалла. Полосовой концентратор напряжений на границе шов — ЗТВ будет в такой зоне генерировать относительно слабый трансляционно-ротационный вихрь и связанный с ним изгибающий момент. Соответственно в образце должны возникнуть слабые мезоконцентраторы напряжений, инициирующие поворотные моды деформации.

Сильные мезоконцентраторы напряжений моделировали в аустенитной стали Х18Н10 сварным швом, полученным электронно-лучевой сваркой. В таком случае ЗТВ испытывает заметное разупрочнение, но ее ширина при электронно-лучевой сварке будет небольшой. Это обусловливает в ЗТВ при растяжении образца более сильную локализацию деформации, чем в ЗТВ стали 10. Как следствие, возрастает мощность локализованного в зоне термического влияния трансляционно-ротационного вихря и вызванного им изгибающего момента и в деформируемом образце возникают сильные мезоконцентраторы напряжений.

Наконец, если сварное соединение в аустенитной стали Х18Н10 осуществить аргонно-дуговой сваркой, то наблюдается значительное разупрочнение ЗТВ при достаточно большой ее ширине. При растяжении поликристаллического образца аустенитной стали с таким сварным швом удается получить сильную локализацию деформации в ЗТВ. Образуется мощный локализованный трансляционно-ротационный вихрь и связанный с ним сильный изгибающий момент. Последний

генерирует в деформируемом образце макроконцентраторы напряжений большой мощности.

В работе с помощью оптико-телевизионной системы, информация с которой выводилась на дисплей компьютера, изучены процессы формирования и эволюции полосовых мезоскопических структур на поверхности металлических образцов с концентраторами напряжений различного масштаба. Исследования проводились на разных стадиях пластической деформации вплоть до разрушения по схеме активного растяжения. В качестве материала использовался листовой прокат конструкционных сталей: низкоуглеродистой стали 10 и аустенитной стали Х18Н10. Полосовой концентратор моделировался поперечным сварным швом, выполненным по аргонно-дуговой и электронно-лучевой технологии, при этом резко выраженные области структурной неоднородности шов — ЗТВ являлись концентраторами напряжений и обусловливали специфические особенности пластической деформации таких образцов. Испытания на растяжение плоских поликристаллических образцов размером 75 × 5 × 1 мм проводились при комнатной температуре (20—25 °С) на установке ИМАШ-20—78 со скоростью 2—4 мм/ч, анализируемая поверхность образцов заранее механически полировалась. Структурное состояние материала со сварным швом, эволюция мезоструктуры в процессе деформации изучались с использованием оптического микроскопа "Неофот" и автоматического структурного анализатора "Эпиквант", структурно-фазовый анализ выполнялся на рентгеновском дифрактометре ДРОН-4, микротвердость измерялась на приборе ПМТ-3. Процесс деформации в динамике фиксировался на видеокамеру с контрольным монитором, информация обрабатывалась компьютером PC IT 386 SX.

Результаты исследований показали, что введение мезо- и макроконцентраторов напряжений в деформируемый растяжением образец с самого начала приводит к возникновению полосовых структур. При этом каждый тип концентратора напряжений генерирует свой тип полосовых структур.

11.2. Слабые мезоконцентраторы напряжений

Данный тип концентраторов напряжений моделировался, как уже отмечалось, аргонно-дуговым сварным швом в низкоуглеродистой конструкционной стали 10. Результаты исследований подтвердили, что поперечный сварной шов в плоском поликристаллическом образце выступает в роли полосового концентратора напряжений, который при нагружении образца уже на стадии микропластического течения формирует на границе с ЗТВ поперечную полосу локализованной пластической деформации, распространяющуюся по всей ширине ЗТВ (фото 11.1, см. вклейку). В такой полосе с начала ее формирования проявляются элементы ПМС в виде узких полос локализованной деформации, ориентированных по направлениям максимальных касательных напряжений. Одновременно с этим в основном металле формируются

полосы Людерса—Чернова, эволюция которых подготавливает равномерное распределение пластической деформации в областях металла без шва (фото 11.2). Процессы формирования и эволюции полос Людерса—Чернова в основном металле сварных соединений и образцах без шва носят аналогичный характер.

Вблизи ЗТВ картина мезорельефа поверхности сварного соединения существенно меняется. Уже небольшая пластическая деформация в этой зоне (относительное удлинение образца ε = 0,01—0,02) активизирует в ней сдвиговые процессы, что проявляется на поверхности в виде совокупности полос локализованной деформации, реализующих действие двух сопряженных систем максимальных касательных напряжений (фото 11.3). Формирующаяся таким образом полосовая структура в зоне термического влияния инициирует возникновение в ЗТВ крупномасштабного трансляционно-ротационного вихря и, как следствие, воздействие на деформируемый поликристаллический образец изгибающего момента. В связи с тем, что ЗТВ в стали 10 не разупрочнена и локализация деформации в ней не слишком существенна, полосовой концентратор напряжений обеспечивает достаточно слабый изгибающий момент. Это, в свою очередь, влечет зарождение в образце слабых мезоконцентраторов напряжений, которые инициируют в областях основного металла образование ПМС в виде совокупности полос локализованной деформации (фото 11.4). В отличие от полос Людерса—Чернова эта ПМС возникает и развивается не на площадке текучести, а в ходе макропластической деформации и распространяется в глубь образца от зоны полосового концентратора напряжений.

Элементы ПМС — полосы локализованной деформации — ориентированы в направлении максимальных касательных напряжений (угол 45° к оси растяжения). При этом обнаружен новый эффект — ветвление полос локализованной деформации, который сопровождается фрагментацией деформируемого материала, в образце формируется разориентированная полосовая мезоскопическая субструктура (фото 11.5). Полосовая субструктура осуществляет как сдвиговые, так и поворотные моды деформации на мезоуровне; смежные элементы ПМС испытывают повороты разных знаков. В области основного металла, прилегающего к ЗТВ, экспериментально были определены по специальным реперам углы материальных поворотов мезофрагментов, образованных пересечением полос деформации. Два анализируемых мезофрагмента с поперечными размерами 0,2—0,3 мм (фото 11.6) испытали в диапазоне степеней деформации 0,035—0,040 встречный поворот соответственно с углами 8,5′ и 18′. В пределах полос локализованной деформации наблюдаются многочисленные мезовихри, охватывающие группы зерен (фото 11.7). Подобные цепочки материальных ротаций в полосах сдвига были ранее обнаружены и изучены при ударном нагружении материала с выраженными локальными градиентами напряжения вдоль линии фронта волны [3].

Таким образом, природа полос локализованной деформации ПМС в основном металле сварного соединения стали 10 носит аккомодационный характер (вторичные мезодефекты) и связана с релаксацией

мезоконцентраторов напряжений. Последние формируются в материале под действием поворотных мод деформации (изгибающего момента), которые возникают в результате формирования в ЗТВ трансляционно-ротационного вихря вследствие неизотропности в этой зоне первичных трансляционных потоков.

Дальнейшая деформация ($\varepsilon > 0{,}05$—$0{,}06$) связана с эволюцией ПМС (фото 11.5) и локализацией пластической деформации в области основного металла.

Изложенные мезомеханизмы деформации поликристаллов стали 10 с полосовым концентратором напряжений хорошо согласуются с особенностями кривых течения и позволяют по сравнению с дислокационными механизмами [4] по-новому интерпретировать стадийность пластической деформации. На рис. 11.1 приведены зависимости напряжения течения σ от остаточной деформации ε для образцов с полосовым концентратором напряжений и без него. На первой стадии макропластической деформации ($\varepsilon < 0{,}03$), начиная с площадки текучести, коэффициенты деформационного упрочнения $\theta = d\sigma/d\varepsilon$ в поликристаллах с полосовым концентратором напряжений и без него примерно равны. Однако последующее формирование и эволюция ПМС в основном металле (фото 11.4, 11.5) снижают напряжения и коэффициент деформационного упрочнения в поликристалле со швом. На второй стадии деформации ($0{,}03 < \varepsilon < 0{,}06$) это приводит к меньшему значению θ в образцах с полосовым концентратором напряжений по сравнению с поликристаллами без шва. Дальнейшая эволюция ПМС и связанная с ней эффективная релаксация напряжений путем сдвигов и ротаций отдельных блоков материала образца обусловливает на третьей стадии деформации ($\varepsilon > 0{,}06$ вплоть до разрушения) еще большее падение значений θ в образцах со швом по сравнению с образцами без шва.

Таким образом, при переходе от одной стадии деформации к другой в стали 10 в процесс пластического течения включаются все более высокие масштабные уровни деформации: от эволюции дислокационных ансамблей в начале первой стадии до перемещения отдельных блоков материала на третьей стадии. Это влечет все более эффективную релаксацию напряжений в материале и, следовательно, снижение ко-

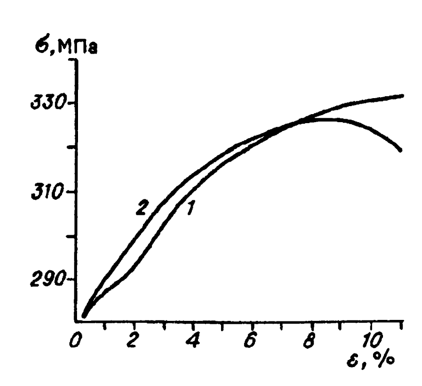


Рис. 11.1. Зависимость напряжения течения σ от остаточной деформации ε для стали 10.

1, 2 — поликристаллы без (*1*) и с полосовым концентратором напряжений в виде аргонно-дугового сварного шва (*2*).

эффициента деформационного упрочнения на каждой стадии кривой течения.

11.3. Сильные мезоконцентраторы напряжений

Воздействие сильных мезоконцентраторов напряжений на процессы пластической деформации изучали на примере стали Х18Н10 с электронно-лучевым сварным швом. Структура сварного соединения стали Х18Н10 типична для аустенитных сталей. Укрупнение зерен аустенита в ЗТВ вызывает ее разупрочнение по сравнению с основным металлом. Учитывая, что аустенитная сталь сдвигонеустойчива, можно при ее нагружении ожидать в ЗТВ значительно более сильную локализованную деформацию и связанные с ней концентраторы напряжений по сравнению с таковыми для стали 10. Однако узкая область ЗТВ в электронно-лучевом сварном соединении ограничивает при пластической деформации мощность полосового концентратора напряжений шов — ЗТВ.

Результаты исследований показали, что уже в начале макропластической деформации в ЗТВ образуются локальная шейка и более сильный, чем у стали 10, трансляционно-ротационный вихрь, инициирующий воздействие на деформируемый образец изгибающего момента. Последний посредством механизма эстафетной передачи генерирует серию сильных мезоконцентраторов напряжений в основном металле поликристаллического образца со швом. При этом в области основного металла, начиная от захватов образца, наблюдаются изолированные полосы типа "бегающей шейки" под углами 45 и 90° к оси растяжения (фото 11.8). Таким образом, сильные мезоконцентраторы напряжений реализуют в процессе пластической деформации образца эффекты мезо- и макромасштаба. Реализация изложенных механизмов в поликристаллах с электронно-лучевым швом на второй стадии деформации ($0{,}05 < \varepsilon < 0{,}12$, рис. 11.2) обусловливает меньшее значение коэффициента деформационного упрочнения θ по сравнению с образцами без полосового концентратора.

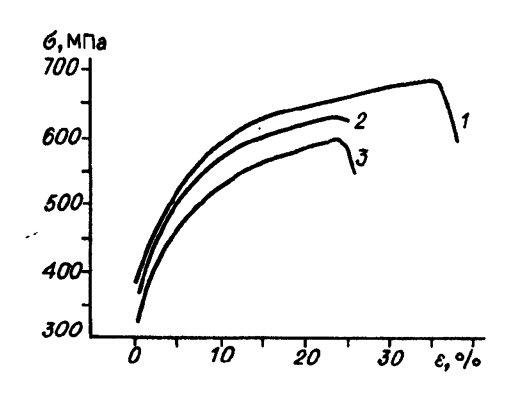


Рис. 11.2. Зависимость напряжения течения σ от остаточной деформации ε для поликристаллов стали Х18Н10 без (*1*) и с полосовыми концентраторами напряжений в виде электронно-лучевого (*2*) и аргонно-дугового (*3*) сварных швов.

11.4. Макроконцентраторы напряжений

Этот тип концентраторов напряжений моделировался при деформации поликристаллических образцов стали Х18Н10 с аргонно-дуговым сварным швом. Широкая область ЗТВ обусловливает локализацию в ней значительной пластической деформации с выраженными зигзагообразными локализованными полосами, элементы которых ориентированы преимущественно в направлениях максимальных касательных напряжений. В пределах ЗТВ самосогласованное трансляционно-ротационное движение испытывают целые конгломераты зерен (фото 11.9). Формируемый в ЗТВ трансляционно-ротационный вихрь большой мощности инициирует в деформируемом образце сильный изгибающий момент. В результате этого в областях основного металла образца, начиная от захватов, образуется серия макроконцентраторов напряжений, вызывающая появление полос локализованной пластической деформации типа "бегающей шейки" под углом 90° к оси растяжения (фото 11.10). Таким образом, зарождающаяся в областях основного металла полосовая структура, как и в двух предыдущих случаях, имеет аккомодационную природу.

В ходе пластической деформации при достижении значений $\varepsilon = 0{,}18$—$0{,}20$ полосовые структуры типа, указанного на фото 11.10, полностью охватывают всю область основного металла поликристалла с полосовым концентратором напряжений. Это означает, что материал не может больше аккомодировать воздействие изгибающего момента путем формирования ПМС. Однако с увеличением степени деформации мощность трансляционно-ротационного вихря в ЗТВ продолжает нарастать. В указанных условиях наблюдается так называемый эффект самодействия, когда трансляционно-ротационный вихрь начинает воздействовать непосредственно на саму зону термического влияния. При этом ($\varepsilon > 0{,}23$—$0{,}24$) в ЗТВ возникают широкие наклонные полосы локализованной деформации, в пределах которых и происходит последующее развитие трещины как аккомодационной поворотной моды деформации (фото 11.11), приводящее к разрушению образца.

Анализ кривых течения (см. рис. 11.2) позволяет связать стадийность деформации поликристаллов Х18Н10 (аргонно-дуговой шов) с особенностями формирования ПМС в деформируемом образце. Уже на первой стадии деформации ($\varepsilon < 0{,}04$—$0{,}05$) коэффициент деформационного упрочнения θ поликристаллов с полосовым концентратором напряжений становится меньше значений θ в образцах без концентратора. Это объясняется началом релаксационного процесса формирования ПМС типа "бегающей шейки" (структура показана на фото 11.10). Распространение полосовых структур по области основного металла обеспечивает и на второй стадии деформации ($0{,}05 < \varepsilon < 0{,}12$) относительное уменьшение значений θ в образцах с концентратором по сравнению с таковыми для образцов без него. Однако в отличие от стали 10 (см. рис. 11.1) на третьей стадии деформации поликристаллов Х18Н10 ($\varepsilon > 0{,}12$) коэффициенты деформационного упрочнения в образцах с полосовым концентратором напряжений и без него практи-

чески не различаются вплоть до начала разрушения. Это объясняется тем, что макромеханизм формирования и эволюции поперечных полос связан с большей работой деформации по сравнению с рассмотренным в разд. 11.2 мезомеханизмом. Следовательно, реализация макромеханизма на третьей стадии деформации в образцах Х18Н10 со сварным швом проявляется в слабом изменении значений коэффициента θ. Это относится и к рассмотренным в разд. 11.3 поликристаллам Н18Н10 с электронно-лучевым сварным швом, для которых изменение значений θ на третьей стадии деформации носит аналогичный характер. Резкое падение коэффициента деформационного упрочнения в конце третьей стадии деформации обусловлено локализацией деформации в ЗТВ и разрушением поликристалла.

* * *

Анализ представленных материалов позволяет сделать заключение, что формирование полосовых мезоскопических структур — закономерное явление пластической деформации при наличии в деформируемом металлическом поликристалле концентраторов напряжений мезо- и макромасштаба. Вид этих структур находится в прямой зависимости от типа и мощности концентраторов напряжений. Возникновение ПМС служит аккомодационным откликом на действие изгибающего момента, инициированного на первой стадии деформации локализованным крупномасштабным трансляционно-ротационным вихрем в зоне полосового концентратора напряжений. Особенности формирования и эволюции ПМС хорошо согласуются с теорией структурных уровней деформации твердых тел, позволяют по-новому интерпретировать стадийность кривой течения деформируемого твердого тела. Наиболее эффективными релаксаторами напряжений из рассмотренных полосовых структур являются мезоструктуры; макроструктуры, характеризуемые поперечными полосами деформации, более энергоемки, и их формирование не дает существенного уменьшения коэффициента деформационного упрочнения. Отмеченные факторы свидетельствуют о фундаментальной роли полосовых мезоскопических структур в механизмах деформации и разрушения поликристаллов с полосовыми концентраторами напряжений на мезо- и макроуровне.

При растяжении поликристаллов без базовых концентраторов напряжений также наблюдаются эффекты локализации деформации, которые, на наш взгляд, обязательно должны вызывать образование трансляционно-ротационных вихрей и инициированных ими мезо- и макроконцентраторов напряжений. Таким образом, возникновение шейки и последующее разрушение поликристаллов могут быть связаны с предварительным появлением таких локализованных трансляционно-ротационных вихрей.

Глава 12

ДИФФУЗИОННО-КОНТРОЛИРУЕМЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН И ПЛАСТИЧНОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ

12.1. Предварительные сведения

Известно, что поверхностные явления в поликристаллах во многом определяют их свойства. Последнее особенно характерно для высоких температур, когда пластическая деформация и особенно разрушение поликристаллов связаны с внутренними поверхностями раздела, прежде всего с границами зерен (ГЗ). В таких условиях пластическое формоизменение реализуется путем совместного действия различных механизмов: дислокационного скольжения, диффузионного переноса массы, скольжения по границам зерен и движение зерен как целого. Следствием этого будет развитие деформации одновременно на нескольких структурных уровнях, иерархия и взаимодействие которых существенно зависят от структуры и свойств внутренних поверхностей раздела [1]. Совокупность исследований структуры внутренних поверхностей раздела, термодинамики и кинетики процессов, протекающих на таких поверхностях, составляют интенсивно развиваемый в последние годы специальный раздел физики твердого тела [2—9].

К одним из важнейших достижений в изучении структуры и свойств границ зерен в металлах относятся обоснование и разработка идеи о возможности их активированного (неравновесного) состояния в условиях абсорбции решеточных дислокаций [3, 9]. Установлено, что переход в данное состояние определяет такие свойства поликристаллов, как зернограничное проскальзывание (ЗГП), способность границ зерен к миграции, реализация сверхпластичности. Можно предположить, что неравновесное состояние, характеризующееся повышенной удельной энергией границы зерна (высокоэнергетичная граница [9]) и, как следствие, нестабильностью ее атомной структуры, может возникать и при других внешних по отношению к границе воздействиях.

Анализ известных литературных данных позволил предположить, что одним из видов таких воздействий могут быть зернограничные диффузионные потоки атомов. Данное предположение следует из того, что в последние два десятилетия обнаружена и подробно изучена инициированная диффузией миграция границ (зерен) (ИДМГ). Результаты многочисленных исследований этого явления, проведенных в основном зарубежными авторами (обзор работ сделан в [10]), указывают на то, что физическая природа ИДМГ прежде всего связана с изменением свойств границ зерен (их способности к миграции) при

воздействии на них диффузионными потоками. Вместе с тем в работах отечественных ученых показано, что диффузионные потоки при гетеродиффузии в кристаллах вызывают в диффузионной зоне характерные признаки неравновесности, основные из которых — напряжения и дефекты (дислокации, вакансии, поры и др.) [11—14]. Это же относится и к зернограничной гетеродиффузии, по-видимому, сопровождающейся проявлением специфического зернограничного эффекта Киркендалла [10]. Возможная физическая причина наличия дефектов на границах зерен — возникающее при этом осмотическое давление, величина которого достаточна для зарождения на них дислокаций [15].

Изложенное выше позволяет предположить, что зернограничные диффузионные потоки, изменяя состояние границ зерен, способны инициировать не только ее миграцию, но и межзеренное скольжение. В то же время известно, что пластическая деформация и разрушение поликристаллов при повышенных и высоких температурах всегда сопровождается развитием диффузионных потоков, образующихся вследствие наличия градиентов химического потенциала атомов. Последнее, в свою очередь, может быть связано с различными причинами: неоднородностью в распределении напряжений, всегда имеющей место в поликристаллах при пластической деформации; градиентами концентраций легирующих элементов в случае негомогенности исходного состава или вследствие растворения (выделения) вторичных фаз; диффузией из внешней среды и другими факторами.

Таким образом, исследование влияния диффузионных потоков по границам зерен на зернограничное проскальзывание в поликристаллах представляет существенный интерес, поскольку данный механизм деформации при высоких температурах вносит особенно в условиях сверхпластичности определяющий вклад в общую деформацию. С его развитием в основном связано образование пор и трещин при ползучести поликристаллических металлов и сплавов [16—22].

К сожалению, в многочисленных экспериментальных и теоретических работах, обзор которых сделан в монографиях [16—22], при анализе механизмов высокотемпературной пластической деформации традиционно рассматриваются лишь два внешних параметра: напряжение и температура. Возможное влияние диффузионных потоков из внутренних или внешних источников на физические механизмы пластичности ранее не было предметом изучения. Следует отметить, что и без того сложная картина развития деформации в высокотемпературной области, о чем уже упоминалось, еще более усложняется за счет диффузии примесей извне. В этом случае деформируемый кристалл представляет открытую диссипативную систему с обменом веществом со средой. Прогноз поведения такой системы и разработка научных принципов формирования заранее заданных механических свойств в полной мере возможен, по-видимому, лишь при реализации известной иерархической структуры знаний (по аналогии со структурой химических знаний); химический состав, структура, свойства, кинетические реакции и возможность самоорганизации. Анализ процессов самоорганизации в деформируемых системах (синергетика пластической де-

формации) только в последнее время становится предметом внимания материаловедов [23, 24]. С этой точки зрения исследование влияния диффузионных потоков атомов особенно из внешних источников на развитие пластической деформации чрезвычайно важно.

Предполагая, что для познания физической природы влияния диффузионных потоков на свойства собственно границ зерен выбор типа источника (внешний или внутренний) не принципиален, исследования в данном научном направлении были проведены авторами на примере контролируемого и легко воспроизводимого в эксперименте воздействия на ГЗ диффузией из внешнего источника, например из покрытия. С учетом этого в данном разделе проанализированы результаты экспериментов, посвященных изучению влияния активации границ зерен диффузионными потоками на процессы миграции границ зерен, рекристаллизации, зернограничного проскальзывания, ползучести и сверхпластичности поликристаллических металлов и сплавов.

Известно, что процессы миграции границ зерен и возможность рекристаллизации непосредственно связаны с особенностями проявления высокотемпературной пластичности поликристаллов [9, 17, 22]. Поэтому прежде всего целесообразно рассмотреть отдельные аспекты физики зернограничной диффузии и воздействия последней на данные процессы.

12.2. Условия реализации инициируемых диффузией процессов миграции границ зерен и рекристаллизации

Харрисон [25] впервые предложил классификацию режимов зернограничной диффузии, согласно которой можно выделить три режима: С (отвечает условию $\beta/\sqrt{D_v t} \gg 1$, где β — диффузионная ширина границы, D_v — коэффициент объемной диффузии, t — время); В ($\beta/\sqrt{D_v t} \sim 1$) и А ($\sqrt{D_v t} \gg d$, где d — размер зерна поликристалла). Первые два режима относятся к одиночным границам в бикристалле, третий — к системе границ зерен в поликристалле. Формы концентрационных кривых ("диффузионного клина") в различных режимах для одиночных границ могут быть рассчитаны по модели Фишера [26]:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D_v \nabla^2 c, \quad |x| \geq \frac{\beta}{2}, \tag{12.1}$$

$$\frac{\partial c_b}{\partial t} = D_b \frac{\partial^2 c_b}{\partial y^2} + \frac{2D_v}{\beta}\frac{\partial c}{\partial x}, \quad |x| \leq \frac{\beta}{2}. \tag{12.2}$$

Здесь D_b — коэффициент зернограничной диффузии, $c(x, y, t)$ — концентрация диффузанта. Второй член в правой части уравнения (12.2) описывает утечку примеси из границы в объем. Источник диффузанта считается неисчерпаемым, т.е. $c(x, 0, t) = c_0 = \text{const}$. На начальных этапах развития диффузии, когда отсос в объем минимален, толщина слоя диффузанта может быть незначительной для обеспечения этого условия.

В [27—29] показано, что формы концентрационных кривых практически не зависят от типа источника и, кроме того, точность, заложенная в полученные различными авторами аналитические решения уравнений модели Фишера, оказывается излишней. Для обработки экспериментальных данных достаточно лишь асимптотических форм указанных решений.

Изложенное позволило ввести и обосновать общую классификацию режимов диффузии [30—33]. Ее идея состоит в том, что диффузионный процесс можно разложить на несколько элементарных: движение атома вдоль границы (собственно граничная диффузия), утечка (отсос) атомов в приграничный объем и диффузия в объеме, причем как в горизонтальном (по оси x), так и в вертикальном (по оси y) направлениях. При стандартном диффузионном опыте система проходит со временем несколько этапов, на каждом из которых один из указанных процессов является контролирующим. Асимптотическое разложение показало, что возможны только пять таких режимов: C, B_1, B_2, B_3, B_4. Классификация Харрисона (названия режимов по аналогии с ней) — частный случай этой классификации. Режимы последовательно сменяют друг друга по мере увеличения времени диффузионного опыта при фиксированной температуре или, наоборот, при росте температуры и фиксированном времени. Формальными признаками наступления режимов считаются бесконечно малые (или большие) значения параметров

$$\lambda = \frac{\beta}{\sqrt{D_v t}} \quad \text{и} \quad \nu = \frac{D_v\sqrt{D_v t}}{D_b \beta}. \tag{12.3}$$

Режиму C соответствуют значения $\lambda \gg 1$, $\nu \ll 1$, B_1 — $\lambda \sim 1$, $\nu \ll 1$, B_2 — $\lambda \ll 1$, $\nu \ll 1$, B_3 — $\lambda \ll 1$, $\nu \sim 1$, B_4 — $\lambda \ll 1$, $\nu \gg 1$.

Величина параметра λ показывает соотношение между $\partial c/\partial t$ в левой части уравнения (12.2) и членом в правой части, описывающим утечку атомов из границы в объем. В режиме C ($\lambda \gg 1$) влиянием утечки можно пренебречь, а при $\lambda \ll 1$ (режимы B_2, B_3, B_4) можно не учитывать $\partial c/\partial t$. Следовательно, первые два режима (C и B_1) существенно нестационарны ($\partial c/\partial t \neq 0$), а остальные можно считать квазистационарными.

Смена режимов диффузии происходит и при "развертке" по глубине проникновения атомов [29]. Такая "развертка" обратна по отношению к соответствующей по времени (температуре): режим B_4 создается у самой поверхности, а режим C — на максимальной глубине диффузионного проникновения атомов. Утверждение о том, что в заданных температурно-временных условиях диффузия в исследуемом объекте протекает в режиме, например, B_1, означает, что большую часть рабочего интервала концентраций и, следовательно, глубин занимает зона режима B_1.

Авторами был проведен анализ условий реализации явления ИДМГ с использованием диаграммы, предложенной Каном и Баллуффи для режимов диффузии в мигрирующих и неподвижных границах в поли-

кристаллах [34]. Диаграмма Кана—Баллуффи строится в координатах $\lg D_v t - \lg V_m t$, V_m — скорость миграции границ (рис. 12.1, *а*). Неподвижным ГЗ на ней соответствует отвечающая условию $V_m t < \beta$ область, в которой для режима С (по классификации Харрисона) выполняется условие $2D_v t \leqslant \beta^2$, для В — $2D_v t > \beta^2$, для А — $2D_v t \geqslant d$, где d — размер зерна. Физически режим С отвечает "замороженной" объемной диффузии, В — заметной диффузии из границ в объем зерен, А — ситуации, когда диффузионные потоки из различных участков границ в объем зерен перекрываются настолько, что происходит выравнивание концентрации примесей в пределах каждого зерна.

Для мигрирующих границ ($V_m t \geqslant \beta$) ситуация, аналогичная режиму А, реализуется при условии $V_m t \geqslant d$ (режим МА). В промежуточном случае ($V_m t \ll d$ и $2D_v t \ll d$) диффузия в мигрирующей границе будет оставаться изолированной, т.е. потоки примеси от различных участков границ в объем зерен не будут перекрываться (режим МИ). В этом режиме, в свою очередь, можно выделить два случая, различающихся интенсивностью развития диффузии перед фронтом мигрирующей границы. При $D_v/V_m \ll \beta$ диффузией в объем перед фронтом мигрирующей границы можно пренебречь (режим МИН) и, наоборот, при $D_v/V_m \gg \beta$ она существенная (режим МИД). Режимы МИД и МИН разделены прямой, соответствующей условию $D_v/V_m = \beta$. При достаточно большом времени любая система переходит в режим А или МА.

На диаграмме рис. 12.1, *а* можно выделить область, отвечающую режиму B_1, согласно предложенной нами классификации режимов диффузии для неподвижных границ. Для таких границ, считая, что режим B_1 реализуется при условии [29, 32]

$$0{,}1 < (\lambda \sim 1) < 10, \qquad (12.4)$$

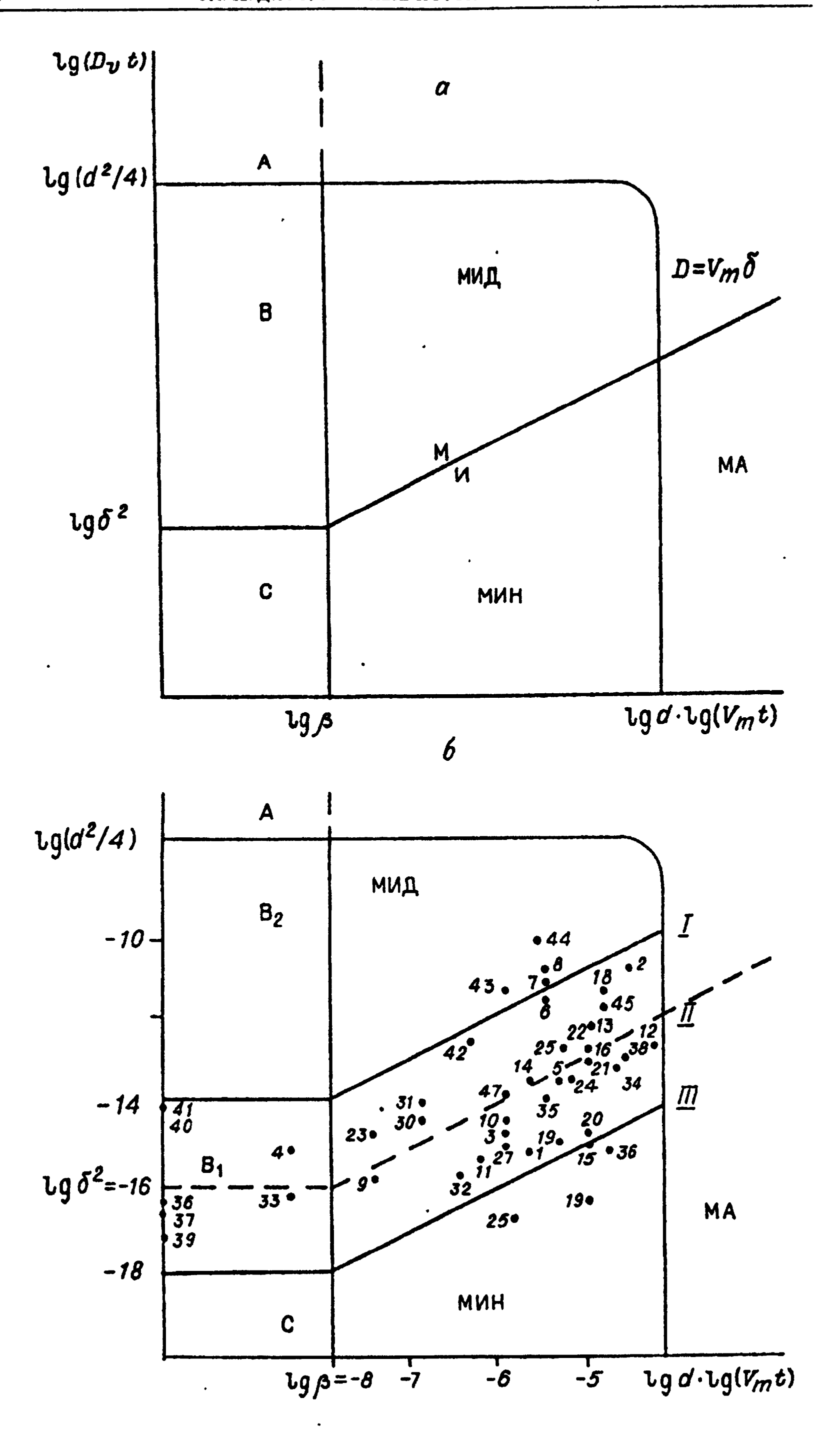
область, где преобладает режим B_1, будет ограничена линиями $D_v t = 0{,}01\,\beta$ и $D_v t = 100\,\beta$, а для мигрирующих границ — линиями $D_v/V_m = 0{,}01\,\beta$ и $D_v/V_m = 100\,\beta$.

Рассмотрим условие сохранения, например, режима B_1 в мигрирующей границе. Если за время t граница, полностью заполненная диффундирующей примесью (до начала интенсивной утечки в объем), успевает вместе с примесью мигрировать на расстояние, равное ее β, то режим типа B_1 будет сохраняться в течение всего времени испытаний. Это условие можно записать в виде: $V_m t = \beta$. Отсюда, используя выражение (12.3) для параметра λ, получаем условие

$$V_m = \lambda^2 \frac{D_v}{\beta}, \qquad (12.5)$$

которое позволяет "сшить" области существования данного режима для неподвижных и мигрирующих границ.

Несмотря на то что формулы (12.1)—(12.3) записаны для самодиффузии, их, как показано в [30], можно применять и для примесной диффузии, но в отсутствие сегрегационных эффектов. Наличие склонности у примеси, диффундирующей по ГЗ, к сегрегации на



lg(Dv t)
a
A
lg(d²/4)
МИД
B
D=Vmδ
M
И
MA
lgδ²
C
МИН
lgβ
lgd·lg(Vmt)
б
A
lg(d²/4)
МИД
B2
-10
I
II
III
-14
B1
lgδ²=-16
-18
MA
МИН
C
lgβ=-8
-7
-6
-5
lgd·lg(Vmt)

границе уменьшает интенсивность потока примеси из границы в объем зерна в k раз, где k — коэффициент сегрегации. По этой причине временной интервал Δt, в котором реализуется режим B_1, увеличивается. Следовательно, расчет по условиям (12.3) с использованием коэффициентов диффузии примеси дает нижнюю оценку Δt. Аналогичные суждения можно привести для случая мигрирующих границ, применяя формулу (12.5).

Известно, что диффузионные потоки примесей по границам зерен приводят к возникновению осмотического давления [15]. Авторами проведен термодинамический анализ зависимости величины последнего от времени диффузионного опыта для случая неподвижных границ зерен и от скорости миграции — для мигрирующих. Установлено, что эти зависимости имеют максимумы в режиме B_1 или близких к нему условиях. Данный режим отвечает максимальному различию концентраций диффундирующей примеси на границе и в приграничных областях (максимальный градиент концентрации). Для мигрирующих границ такая ситуация имеет место лишь по отношению к объему материала перед фронтом миграции.

При электронно-микроскопических исследованиях структуры границ зерен в молибдене в условиях воздействия зернограничными диффузионными потоками обнаружено, что в режиме С (малая концентрация примеси на границе) существенных изменений в структуре границы не наблюдается. При достижении режима B_1 в отсутствие заметной миграции границ зерен в анализируемой системе примерно на 60 % границ зерен общего типа появляются решеточные и зернограничные дислокации, а также дислокационные субграницы. По-видимому, зарождение дислокаций на границах зерен при воздействии диффузионными потоками есть следствие релаксации осмотического давления. Можно предполагать, что в описанных условиях границы находятся в таком неравновесном высокоэнергетическом состоянии, при котором они обладают повышенными диффузионной проницаемостью и мобильностью. Это состояние, вероятно, аналогично соответствующему при взаимодействии границ с решеточными дислокациями [9, 35].

Сравнительно давно известно явление значительного понижения температуры рекристаллизации поликристаллов тугоплавких металлов в условиях диффузии атомов примеси из внешнего источника [36, 37], получившее в литературе название "активированная рекристаллизация". В проведенных при участии авторов исследованиях на примере молибдена и его сплавов показано, что процесс активированной никелем

Рис. 12.1. Диаграммы режимов зернограничной диффузии в поликристаллах, содержащих неподвижные и мигрирующие границы зерен (точки на графике соответствуют данным, представленным в табл. 12.1).

а – на основе классификации Харрисона; *б* – на основе общей классификации [11]; С – изолированная диффузия в границах; В – диффузия из границ в объем зерен; А – смешанная диффузия по границам и объему зерен; МА – режим типа А для мигрирующих границ; МИ – изолированная диффузия в мигрирующих границах; МИД – частный случай режима МИ, соответствующий заметной диффузии в объем перед фронтом мигрирующей границы; МИН – то же, что и в режиме МИД, но в отсутствие диффузии в объем; I – $D_v/V_m = 10^{-6}$ м, II – $D_v/V_m = 10^{-8}$ м, III – $D_v/V_m = 10^{-10}$ м.

рекристаллизации молибдена начинается у поверхности и фронтом распространяется в глубь материала. Кинетика движения фронта рекристаллизации описывается соотношением

$$z = At^{1/2}, \tag{12.6}$$

где z — толщина рекристаллизованного слоя, t — время, A — коэффициент, зависящий от температуры и структурного состояния материала, что свидетельствует о диффузионно-контролируемом характере процесса. Энергия активации, рассчитанная по температурной зависимости скорости движения фронта рекристаллизации, близка к соответствующей для зернограничной диффузии. Данные микрорентгеноспектральных исследований подтвердили контролирующее влияние зернограничной диффузии, поскольку толщина рекристаллизованного слоя во всех случаях соответствует глубине проникновения никеля в молибден по границам зерен. Кроме того, при миграции границ, как установлено, происходит легирование молибдена никелем (сплавообразование). Проведенный анализ движущих сил показал, что сплавообразование не является определяющим в развитии инициируемых диффузией процессов рекристаллизации (ИДР) и миграции границ зерен. Предполагается, что наличие диффузионных потоков увеличивает мобильность границ и этот фактор играет основную роль в развитии рассмотренных процессов. Таким образом, физическая природа данных процессов связана с воздействием на границы собственно диффузионных потоков примеси.

Авторами проведен анализ состояния границ зерен при реализации различных эффектов: инициированного диффузией зернограничного проскальзывания (ИДЗГП), реализации структурной сверхпластичности (ССП), твердометаллической хрупкости (ТМХ) и др. [38]. Некоторые из них будут рассмотрены в следующем разделе. По этой причине в табл. 12.1 приведены только данные, относящиеся к указанным процессам.

При расчете параметров, определяющих диффузионный режим (соотношения (12.3), (12.5)) для конкретной системы, принято значение $\beta = 10^{-8}$ м, которое получено экспериментально в режиме B_1, т.е. в том единственном случае, когда удается раздельно определить значения D_b и β [33, 67]. При построении диаграммы считалось, что $d = 10^{-4}$ м. Это типичное значение размера зерна в поликристаллах, на которых исследуются инициируемые диффузией явления миграции границ и рекристаллизации. Как правило, в ходе таких экспериментов миграция ГЗ происходит на расстояния, меньшие d, т.е. режим МА не достигается. На диаграмму нанесены данные (см. табл. 12.1) для различных систем. В табл. 12.1 содержатся сведения из всех известных работ, посвященных изучению инициированных диффузией процессов миграции границ и рекристаллизации, а также результаты исследований авторов. В ней также представлены все сведения, необходимые для аттестации режима диффузии в указанных выше случаях. Для системы Mo(Ni) (в скобках указана примесь, диффундирующая по ГЗ из внешней среды) в литературе отсутствуют данные о коэффициенте диффузии никеля в молиб-

Таблица 12.1. Соотношения коэффициентов объемной диффузии D_v примеси и скоростей миграции границ V_m в различных системах

№ п/п	Система	Наблюдаемое явление	Гомологическая температура	Коэффициент объемной диффузии D_v, $м^2/с$	Скорость миграции границ зерен V_m, м/с	D_v/V_m, м/с
1	2	3	4	5	6	7
1	Ag(Cu)*	ИДМГ [41]	0,54	—	—	$6\cdot10^{-9}$ [41]
2		ИДМГ	0,63	—	—	$3,3\cdot10^{-7}$ [41]
3	Ag(Pd)	ИДМГ [41, 52]	0,33	$9\cdot10^{-21}$ [53]	$6\cdot10^{-12}$	$1,5\cdot10^{-9}$ [41]
4		ИДМГ	0,54	—	—	$6\cdot10^{-9}$ [41]
5		ИДМГ [42]	0,63	—	—	10^{-8} [41]
6	Al(Zn)	ИДМГ [42]	0,47	—	—	$7\cdot10^{-7}$ [42]
7		ИДМГ	0,48	—	—	$1,5\cdot10^{-6}$ [42]
8		ИДМГ	0,50	—	—	$2,8\cdot10^{-6}$ [42]
9	Au(Ag)	ИДМГ [43—45, 52]	0,40	$5\cdot10^{-22}$ [54]	$2\cdot10^{-13}$**	$2,5\cdot10^{-9}$
10		ИДМГ	0,48	$4\cdot10^{-19}$ [54]	10^{-10}**	$4\cdot10^{-9}$
11	Au(Cu)	ИДМГ [52]	0,34	$7\cdot10^{-22}$ [55]	10^{-12}**	$7\cdot10^{-10}$
12	Au(Ni)	ИДМГ [41]	0,65	—	—	$4,3\cdot10^{-9}$ [41]
13	Au)Pd)	ИДМГ [41]	0,58	—	—	$1,1\cdot10^{-7}$ [41]
14	Cu(Al)	ИДМГ [46]	0,46	10^{-19} [55]	$2\cdot10^{-11}$**	$5\cdot10^{-9}$
15	Cu(Cd)	ИДМГ [47]	0,53	—	—	10^{-10}
16	Cu(In)	ИДМГ [47]	0,53	—	—	10^{-8}
17	Cu(Mn)	ИДМГ [41]	0,50	—	—	$6\cdot10^{-9}$ [41]
18		ИДМГ	0,57	—	—	$1,3\cdot10^{-7}$ [41]
19	Cu(Ni)	ИДМГ [48}	0,46	$2\cdot10^{-22}$	$3\cdot10^{-11}$***	$7\cdot10^{-12}$
20		ИДМГ	0,68	$1\cdot10^{-19}$	$8\cdot10^{-10}$***	$1,3\cdot10^{-10}$
21		ИДМГ	0,79	$2\cdot10^{-17}$	$2\cdot10^{-9}$***	10^{-8}
22		ИДМГ	0,87	$2\cdot10^{-16}$	$4\cdot10^{-9}$***	$5\cdot10^{-8}$
23	Cu(Pd)	ИДМГ [41]	0,50	—	—	$7,5\cdot10^{-8}$ [41]
24	Cu(Sb)	ИДМГ [47]	0,53	—	—	10^{-8} [47]
25	Cu(Sn)	ИДМГ [47]	0,53	$2\cdot10^{-18}$ [39]	10^{-11}—10^{-12}***	$2\cdot10^{-7}$—$2\cdot10^{-6}$
26	Cu(Zn)	ИДМГ [49]	0,39	$2\cdot10^{-23}$ [40]	10^{-12}***	$2\cdot10^{-11}$
27	Cu(Zn)	ИДМГ	0,46	$2\cdot10^{-20}$ [40]	10^{-11}***	10^{-9}
28		ИДМГ	0,53	$2\cdot10^{-18}$ [40]	10^{-10}***	$2\cdot10^{-8}$
29	Fe(Zn)	ИДМГ [50]	0,48	—	—	$2\div3\cdot10^{-10}$
30	Ni(Cu)	ИДМГ [67]	0,63	$3\cdot10^{-17}$ [70]	$8\cdot10^{-10}$***	$4\cdot10^{-8}$
31		ИДМГ	0,68	$3\cdot10^{-16}$	$3\cdot10^{-9}$***	10^{-7}

Окончание табл. 12.1

1	2	3	4	5	6	7
32	Ni(Fe)*	ИДМГ [51]	0,45	10^{-20} [70]	$2\cdot10^{-11}$**	$5\cdot10^{-10}$
33	Pt(Pd)	ИДМГ [59]	0,38	—	—	$5\cdot10^{-9}$
34		ИДМГ	0,52	—	—	$2\cdot10^{-8}$
35	W(Cr)	ИДМГ [52]	0,50	$3\cdot10^{-19}$ [69]	$5\cdot10^{-11}$**	$6\cdot10^{-9}$
36	Mo(Ni)	ИДР	0,51	$5\cdot10^{-21}$ [69]	$8\cdot10^{-10}$	$0,6\cdot10^{-11}$
36′		ИДЗГП [56—58]	0,47	$9\cdot10^{-22}$ [69]	—	—
37		ИДЗГП	0,51	$5\cdot10^{-21}$ [69]	—	—
38	Fe(Ni)	ИДЗГП [59]	0,5	$1,8\cdot10^{-18}$ [70]	$7\cdot10^{-10}$	$3\cdot10^{-9}$
39	Cu(Bi)	ТМХ [60, 61]	0,39	10^{-21} [60]	—	—
40	Ст. 4140 (Sn)	ТМХ [60]	0,3	10^{-17} [50]	—	—
41	Zn(Hg)	ТМХ [60]	0,3	10^{-17} [62]	—	—
42	Zn + 22 % Al	ССП [63]	0,78	10^{-13} [63]	$3\cdot10^{-7}$***	$3\cdot10^{-7}$
43		ССП	0,78	10^{-13} [63]	$4\cdot10^{-8}$***	$3\cdot10^{-6}$
44		ССП	0,78	10^{-13} [63]	$4\cdot10^{-9}$***	$3\cdot10^{-5}$
45	МА8	ССП [64]	0,77	$3\cdot10^{-15}$ [64]	$3\cdot10^{-8}$**	10^{-7}
46	12Х18Н10Т	ССП [64]	0,58	10^{-18} [66]	$3\cdot10^{-9}$**	$3\cdot10^{-7}$
47	Сталь (Fe + + 1,6 % C + + 1,6 % Cr)	ССП [65]	0,51	$2,4\cdot10^{-18}$ [66]	10^{-10}**	$2\cdot10^{-8}$

* В скобках указан диффузант.

** Скорость миграции $V_m = X_m/t$, где t — время, за которое граница мигрировала на расстояние X_m.

*** Значения скорости миграции V_m приведены в цитируемой работе.

ден (D_v^{Ni}). По этой причине предполагается, что значение коэффициента объемной диффузии близко к соответствующему для самодиффузии молибдена по аналогии с таким же предположением, сделанным в [68], для системы W(Ni). Допустимость такой оценки подтверждается исследованиями диффузии в молибдене кобальта, являющегося химическим аналогом никеля [69]. Действительно, при 1373 К $D_v^{\text{Ni-Mo}} \approx D_v^{\text{Mo}} \approx 3,3\cdot10^{-22}$ м²/с [70], а согласно [69], $D_v^{\text{Co-Mo}} = 9\cdot10^{-22}$ м²/с.

Вернемся к диаграмме. Точками на ней обозначены состояния, отвечающие начальным этапам развития рассматриваемых процессов. Нумерация точек соответствует номерам систем, приведенным в табл. 12.1. Точками на рис. 12.1, *б* в области $V_m t < \beta$ обозначены состояния, соответствующие максимальному эффекту активации ЗГП диффузионными потоками примеси в системах, где миграция границ не наблюдалась.

В большинстве систем рассматриваемые процессы имеют место только при реализации диффузионного режима типа B_1 или близких к нему условий (см. рис. 12.1, *б*). Это означает, что процессы ИДМГ и ИДР протекают только в определенных температурном и временном интервалах, которые могут быть прогнозируемы при известном значении соответствующих коэффициентов диффузии. В частности, становится понятным, почему кинетика движения фронта активированной рекристаллизации, контролируемая зернограничной диффузией никеля, описывается зависимостью (12.6), которая характерна для объемной диффузии. Из диаграммы (см. рис. 12.1, *б*) видно, что процесс активированной рекристаллизации в исследуемых условиях протекает в режиме С (близко к режиму B_1), соответствующем диффузии на границе без утечки примеси в объем. В этом случае второй член в уравнении (12.2) отсутствует и решение данного уравнения для среднеквадратичного смещения атомов вдоль границы будет таким же, как и для диффузии в объеме, описываемой уравнением (12.1).

12.3. Реализация сверхпластичного состояния в поликристаллах под влиянием зернограничной диффузии примеси

Разработка способов целенаправленного создания в поликристаллических материалах структурно-фазовых состояний, отвечающих максимально высокой пластичности — актуальная проблема современного материаловедения. К важнейшим достижениям в этом направлении относится доказательство определяющей роли состояния границ зерен в реализации структурной сверхпластичности (СП) мелкозернистых (размер зерен $d < 10$ мкм) металлов и сплавов [35, 64]. Установлено, что состояние ГЗ играет решающую роль в обеспечении интенсивного развития зернограничного проскальзывания (ЗГП) [35, 64], которое в условиях сверхпластической деформации становится самостоятельным каналом пластического течения и вносит основной вклад (до 80 %) в общую деформацию [64, 71]. При этом стимулирование ЗГП в условиях сверхпластичности происходит в результате взаимодействия решеточных дислокаций с ГЗ. Предполагается, что последние в этом случае переходят в неравновесное (высокоэнергетичное) [64] или даже жидкоподобное [35] состояние.

Авторами на примере системы поликристаллический Mo(Ni) (в скобках указана примесь-диффузант) показано, что в условиях реализации режима диффузии B_1 наблюдается значительный рост скорости ползучести $\dot{\varepsilon}$, примерно пропорциональный увеличению скорости зернограничного проскальзывания $\dot{\varepsilon}_{ЗГП}$ и его вклада в общую деформацию (рис. 12.2) (величину эффекта оценивали по соотношению $\dot{\varepsilon}_1/\dot{\varepsilon}_2$, где $\dot{\varepsilon}_1$ и $\dot{\varepsilon}_2$ — скорости ползучести при наличии диффузии и без нее (в вакууме)). Установлено, что эффект ускорения ползучести имеет место при деформации поликристаллов с различным типом кристаллической решетки: ОЦК (системы Mo(Ni), Mo(Cr), α-Fe(Ni)); ГЦК (γ-Fe(Ni),

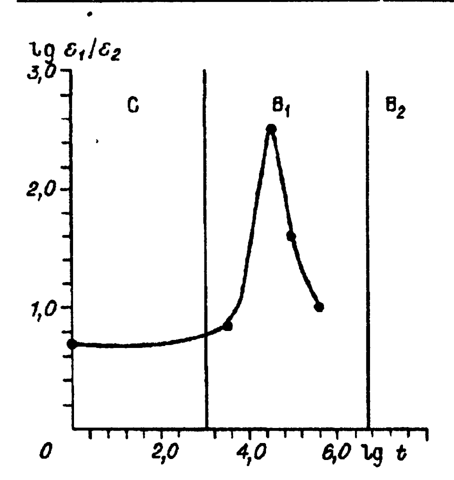


Рис. 12.2. Зависимость величины эффекта влияния диффузионного потока никеля на ползучесть молибдена при $T = 1373$ K от времени предварительного отжига в диффузионном контакте с никелем.

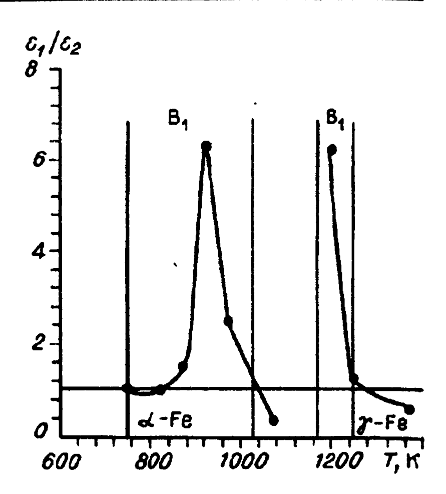


Рис. 12.3. Температурная зависимость величины эффекта влияния диффузионных потоков никеля на ползучесть α- и γ-железа.

Cu(Bi), Ni(Cu), Ni(Ag)) и др. [72]. Кроме того, он не связан с воздействием активатора на внешнюю поверхность металла, поскольку не проявляется в монокристаллах (например, в системах Mo(Ni) и Cu(Bi)). На бикристаллах было показано, что увеличение вклада ЗГП в общую деформацию фиксируется только на ГЗ общего типа.

Во всех исследованных системах (поли- и бикристаллах) явление инициированного диффузией зернограничного проскальзывания реализуется лишь тогда, когда ГЗ находятся в диффузионном режиме B_1. Особенно отчетливо это видно на примере системы Fe(Ni), где есть два расчетных интервала реализации режима B_1, что обусловлено различием коэффициентов диффузии в α- и γ-фазах (рис. 12.3). В обоих случаях максимум эффекта наблюдается внутри указанных интервалов. В режиме B_2 за счет влияния диффузии увеличивается сопротивление ползучести образцов железа (см. рис. 12.3), что связано с упрочнением приграничных областей за счет интенсивной диффузии примеси из границ в объем зерен. Таким образом, при известных диффузионных параметрах системы путем определения интервалов реализации того или иного режима диффузии можно прогнозировать упрочняющее или разупрочняющее влияние диффузионных потоков на ползучесть поликристаллов.

Анализ особенностей обнаруженного и исследованного авторами явления активации зернограничного проскальзывания диффузионными потоками атомов примеси позволил обосновать гипотезу о его принципиально важной роли в реализации структурной сверхпластичности [73]. Известно, что при сверхпластичном течении заметный вклад в

общую деформацию вносит диффузионная ползучесть Кобла [63]. Это означает, что границы зерен находятся под воздействием зернограничного диффузионного потока из внутренних источников. Согласно проведенному авторами расчету, при деформации классических сверхпластичных сплавов на второй стадии сверхпластического течения ГЗ находятся в условиях реализации диффузионного режима типа B_1.

Естественно предположить, что целенаправленное и контролируемое воздействие диффузионными потоками из внешних источников может быть новым способом достижения сверхпластичного состояния поликристаллами. Действительно, данные исследований на примере сплавов молибдена и железа показали, что воздействие диффузионным потоком никеля из внешнего источника (покрытия) качественно изменяет характер пластического течения. Последнее в условиях реализации режима B_1 характеризуется всеми феноменологическими признаками структурной сверхпластичности: кривая $\lg\sigma$—$\lg\dot{\varepsilon}$ (σ — напряжение течения) приобретает сигмоидальный вид (рис. 12.4, *а*, кривые *1* и *2*). Показатель скоростной чувствительности напряжения течения $m = \partial\lg\sigma/\partial\lg\dot{\varepsilon} > 0{,}3$ при определенных скоростях деформации (рис. 12.4, *а*, кривая *3*), что соответствует сверхпластичному состоянию.

Аналогично тому как это наблюдается на второй стадии сверхпластичности, в интервале, где $m > 0{,}3$, значительно (почти в 10 раз) возрастает деформация до разрушения (см. рис. 12.4, *в*, кривые *1* и *2*) и наибольший вклад в общую деформацию вносит зернограничное проскальзывание (см. рис. 12.4, *б*, кривая *3*). С ростом значений m до 0,5—0,6 заметно увеличивается однородность распределения деформации по длине базы образца.

Подобный характер носят изменения механических свойств при ползучести армко-железа и сплава Mo + 0,5 % Hf с активированными диффузионными потоками никеля границами зерен.

Отличительная особенность зависимости $\lg\sigma$—$\lg\dot{\varepsilon}$ для рассматриваемых систем в исследованных условиях от соответствующей для сверхпластичных материалов заключается в ее волнообразном характере (см. рис. 12.4, *а*, кривая *2*). Авторами показано, что такой характер указанной зависимости обусловлен ограниченной глубиной проникновения диффузанта в материал-основу [74].

Специального внимания, на наш взгляд, заслуживает экспериментально наблюдаемая зависимость скорости миграции границ зерен молибдена V_m от скорости деформации (рис. 12.4, *б*, кривые *1*, *2*). Как видно из представленных на рис. 12.4 данных, при ползучести молибдена и наличии диффузионного потока никеля имеет место корреляция между изменением величин показателя m, пластичности δ, вклада зернограничного в общую деформацию η, с одной стороны, и изменением скорости миграции границ V_m — с другой. Кроме того, в указанных условиях величина V_m меньше таковой при ползучести в вакууме.

Известно, что миграция ГЗ — один из важнейших механизмов аккомодаци, способствующих развитию процесса зернограничного про-

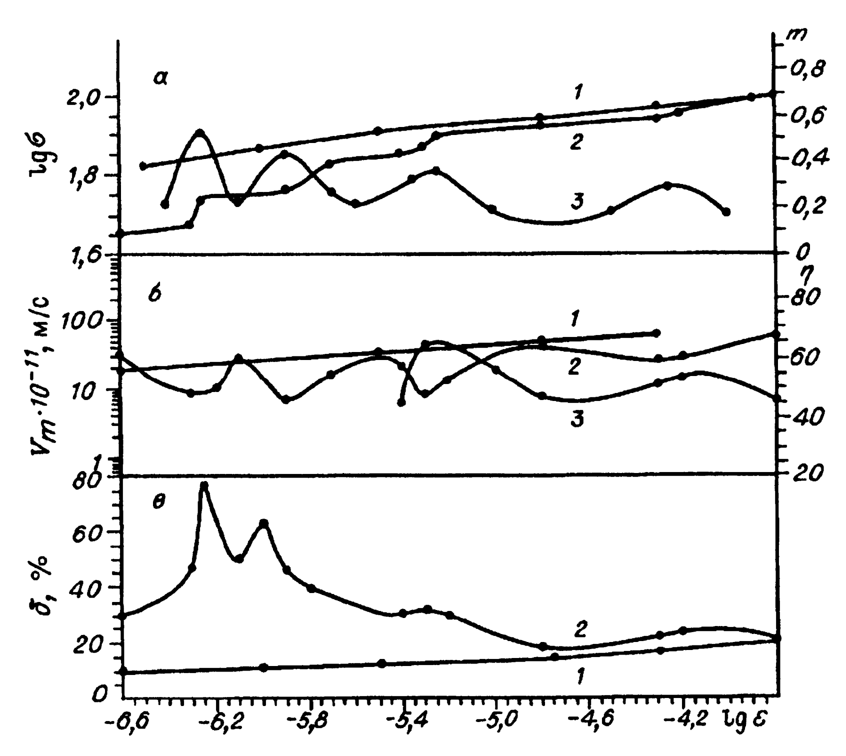


Рис. 12.4. Скоростная зависимость.

а – напряжения течения σ (*1* – Mo, *2* – Mo(Ni) (Ni – примесь-диффузант)) и показателя скоростной чувствительности *m* (*3* – Mo(Ni)); *б* – скорости миграции границ зерен V_m (*1* – Mo, *2* – Mo(Ni)) и вклада зернограничного проскальзывания в общую деформацию η (*3* – Mo(Ni)); *в* – удлинения до разрыва (*1* – Mo, *2* – Mo(Ni)) при ползучести молибдена.

скальзывания. Однако вопрос об оптимальных скоростях миграции, соответствующих реализации сверхпластичности, остается открытым. В большинстве случаев высокая скорость миграции границ (увеличение размеров зерен) приводит к уменьшению показателя *m* и выходу материала из состояния СП [9, 75]. В связи с этим считают, что миграцию границ для достижения состояния сверхпластичности необходимо подавлять. В то же время известно, что показатель *m* увеличивается в ходе деформации пропорционально скорости роста зерен [76].

В условиях активации ГЗ диффузионным потоком примеси, которая, как отмечалось, имеет место и при сверхпластической деформации, связь ЗГП и миграции границ может быть конкретизирована. В соответствии с выражением (12.5) наблюдаемый немонотонный характер зависимости $V_m(\dot{\varepsilon})$ может изменить тип режимов зернограничной диффузии в различных скоростных интервалах деформирования. Следовательно, можно предположить, что при $m > (0{,}2—0{,}3)$ на границах наблюдается режим диффузии типа B_1. Одновременно это означает, что миграция ГЗ является не просто аккомодационным процессом, а актив-

но влияет на развитие зернограничного проскальзывания посредством реализации того или иного режима диффузии.

Авторами разработан метод аттестации режимов зернограничной диффузии в мигрирующих при деформации ГЗ [77], основанный на сопоставлении величин концентрации примеси-диффузанта на границах зерен после деформации и после отжигов без нагрузки, когда можно достаточно точно определить тип режима диффузии. При этом используется метод оже-спектроскопии, позволяющий измерить концентрацию примеси в границе зерна (после интеркристаллитного разрушения в камере оже-спектрометра) и приграничных областях. На примере описанного случая получения сверхпластичного состояния молибдена путем активации ГЗ диффузионными потоками никеля показано, что данное состояние имеет место, если мигрирующие границы зерен находятся в диффузионном режиме типа B_1.

К настоящему времени установлено, что такие диффузионно-контролируемые процессы, как твердометаллическая хрупкость металлов [78] и прерывистый распад [79], также отвечают условиям реализации на границах зерен диффузионного режима типа B_1.

* * *

Физическая природа активированной рекристаллизации тугоплавких металлов связана с изменением мобильности границ зерен при воздействии на них зернограничными диффузионными потоками из внешнего источника. Процесс миграции границ сопровождается насыщением металла-основы примесью-диффузантом за фронтом миграции и реализуется в режиме диффузии, соответствующем возникновению на границах значительных внутренних напряжений, релаксирующих путем образования дислокаций.

В условиях воздействия на границы зерен диффузионными потоками атомов примесей имеет место явление инициируемого диффузией зернограничного проскальзывания, которое наблюдается на границах зерен общего типа в поли- и бикристаллах металлов и сплавов с различным типом кристаллической решетки в ограниченных температурном и временном интервалах, отвечающих режиму нестационарной диффузии. Сохранение во времени физических условий, соответствующих наличию на мигрирующих границах внутренних напряжений, при неизменных диффузионных параметрах системы определяется скоростью миграции границ.

Экспериментально установлена возможность получения сверхпластичного состояния поликристаллов путем активации границ зерен зернограничными диффузионными потоками атомов из внешнего источника.

Развиты представления о существенной роли активации границ зерен диффузионными потоками в явлении структурной сверхпластичности. Высказана гипотеза о том, что зернограничные диффузионные потоки из внутренних источников, всегда имеющие место при сверхпластичном течении многокомпонентных сплавов, и связанные с ними

внутренние напряжения обеспечивают зарождение дислокаций на границах зерен. Последние способствуют аккомодации деформации зерен и переводят границы в неравновесное состояние с нестабильной атомной структурой и пониженным сопротивлением проскальзыванию.

Выполнена модификация диаграммы Кана — Баллуффи. С использованием такой диаграммы проанализированы имеющиеся в литературе экспериментальные данные по изучению процессов, в которых показана или предполагается определяющая роль зернограничной диффузии. Установлено, что инициируемые диффузией миграция границ и зернограничное проскальзывание, структурная сверхпластичность и твердометаллическая хрупкость металлов реализуются в условиях, когда границы зерен находятся под действием зернограничных диффузионных потоков в режиме, соответствующем возникновению на границах зерен внутренних напряжений, связанных с диффузией и релаксирующих путем образования на границах и в приграничных областях решеточных дислокаций.

Глава 13

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ТРЕНИИ С ВЫСОКИМИ НАГРУЗКАМИ

13.1. Состояние проблемы

Проблемы, связанные с трением и изнашиванием, привлекают постоянное внимание исследователей не только в силу их большого значения для решения прикладных задач повышения надежности и долговечности подвижных сопряжений, но и потому, что только при трении возможно протекание процессов, связывающих воедино макро- и микропластическую деформациии, квазиупругое взаимодействие контактирующих поверхностей, внутреннее и внешнее трение, схватывание за временные промежутки — значительно меньшие, чем позволяет диффузия, поверхностные волны, возбуждаемые ударным воздействием, автоколебания и многие другие явления. При таком обилии факторов, влияющих на поведение материалов при трении, построить общую теорию в трибологии весьма трудно. Наиболее изучены микроструктура поверхностных слоев и ее изменение при трении [1], механизмы износа, включая зарождение и развитие систем трещин [2]. Этот успех понятен, так как сходство дислокационных структур при трении и больших пластических деформациях позволяет применять методы современной теории прочности и пластичности [3], которые указывают на многомасштабный характер процессов деформирования при трении.

При трении выделяют три характерные зоны [4, 5], отделенные друг от друга границами. Самый верхний слой, называемый "третье тело" или слой переноса, сильно отличается от нижележащих областей, состоящих только из материала основы, тем, что в нем присутствуют частицы контробразца и продукты химических реакций. В зависимости от вида испытаний структура зоны переноса может быть в виде или тонкого слоя оксидов, или мелкокристаллической смеси материалов трущихся тел.

Внутри зоны 2, характеризующейся наличием градиентов деформации и субзеренной структуры, зарождаются несплошности и трещины как результат накопления элементов триботеструкции. Обычно границы этой зоны определяются металлографически. Материал зоны 3 испытывает только квазиупругие деформации со следами скольжения, его структура практически не отличается от исходной.

Ответ на вопрос о природе, структуре и свойствах сильновозбужденных приповерхностных слоев трения чрезвычайно важен, так как

позволяет судить о механизме и скорости изнашивания, размерах частиц износа, а также проводить оценки и выбор обоснованных способов повышения износостойкости.

Известна общая закономерность трения и изнашивания [6], которая заключается в том, что для любой пары трения возможно существование таких диапазонов нагрузок и скоростей, когда показатели трения (коэффициент трения, износ) устойчивы и значительно ниже, чем вне этих диапазонов. Эта закономерность обусловлена принципом структурно-энергетической приспосабливаемости [7] материалов при трении, состоящим в том, что при нормальном трении в зоне контакта формируются вторичные структуры, наиболее эффективно рассеивающие подводимую к трибосистеме энергию. Образование вторичных структур создает определенные физико-химические свойства поверхности и равновесную шероховатость, характеризующую основной уровень механической составляющей силы трения. Благоприятным считается случай, когда в начальный период изнашивания на обеих поверхностях трения существуют наследственные или специально созданные вторичные структуры, обладающие механической и структурной стабильностью.

13.2. Строение поверхности материалов при высокоэнергетических воздействиях, обусловленных трением

В общем виде вопрос о том, какие структуры и механизмы упрочнения необходимо применять для материалов, работающих в паре трения, весьма сложен из-за многофакторности процесса разрушения поверхностного слоя. В настоящее время можно считать, что существуют физические основы управления износостойкостью только для режимов стационарного трения и изнашивания, когда показатели трения минимальны [8, 9].

Современные тенденции развития техники в сторону увеличения передаваемых через узлы трения мощностей при одновременном снижении габаритов и массы детали диктуют необходимость изучения поведения материалов в условиях тяжелых нагружений, когда происходит нарушение контактно-гидродинамического режима смазки и перехода в режим граничного или сухого трения. Это важно знать еще и потому, что в режимах установившегося трения возможны флуктуации температуры, нагрузки или изменение скорости подачи смазки, которые приводят к кратковременным отклонениям от стационарного режима и последующему разрушению поверхности трения.

В литературе такой аспект проблемы трения освещен недостаточно. Тем не менее он важен, поскольку способность материала устойчиво работать в условиях, близких к предельным уровням несущей способности*, значительно расширяет область применения трибосопряжения.

*Критическая нагрузка, при которой нарушается стационарный режим трения.

Изучение приповерхностных слоев трения металлических и композиционных материалов в различных структурных состояниях при критических нагрузках, сопровождаемых схватыванием [10—12], выявило общие черты в формировании структуры зоны трения этих материалов, тогда как в режиме стационарного трения их поведение различно. Прежде всего, различия касаются механизма изнашивания, который может быть коррозионно-механическим, как в случае стали ферритного класса 15Н3МА в закаленном состоянии [12], абразивным, наблюдаемым при трении композиционных материалов TiC—Me [10], или комбинированным, включающим адгезионное изнашивание, для аустенитного сплава 36НХТЮ как в закаленном, так и в состаренном состояниях [11]. Кроме того, материалы обладают различной несущей способностью, коррелирующей с твердостью, что видно из зависимости коэффициента трения от величины контактного напряжения (рис. 13.1). Исключением является композиционный материал TiC—CoCrCu, не имеющий участка стационарного трения.

Общим в поведении является то, что переход в режим критического изнашивания сопровождается формированием слоя трения, толщина его составляет 20—40 мкм и не зависит от структуры материалов и способа предварительной термической обработки (фото 13.1, см. вклейку).

На фото 13.2 показаны микроструктура, полученная методом электронной микроскопии, и микроэлектронограмма слоя трения сплава 36НХТЮ. Фрагменты размером 0,01—0,1 мкм (фото 13.2,*а*) дают собственные отражения и разориентированы относительно друг друга на несколько градусов. Фактически исходные зерна превращаются в поликристаллы с ультрамелким зерном (фото 13.2,*б*). Такой же размер фрагментов и разориентировок сохраняется в продуктах износа. Данные результаты наиболее ярко показывают картину деформации и позволяют сделать вывод о том, что формирующаяся при трении структура состоит из мелкодисперсных фрагментов материала и соответствует

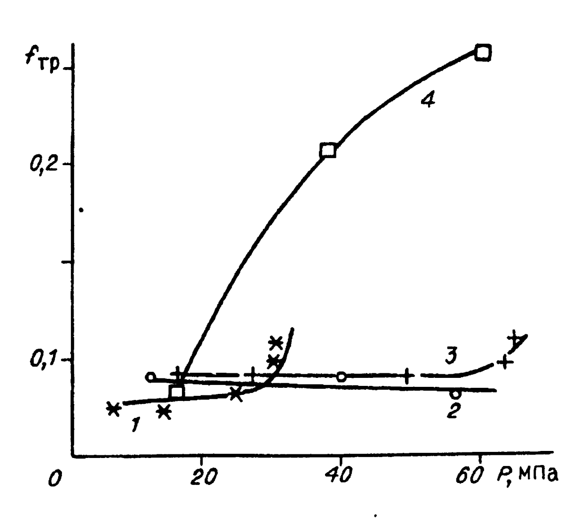


Рис. 13.1. Зависимость коэффициента трения от давления при скольжении исследуемых материалов по стеллиту (сплав 3В16К) в масле М8.

1 – сталь 15Н3МА цементированная и закаленная (твердость 6800 МПа); *2* – композиционный материал TiC–FeCu (твердость 7800 МПа); *3* – сталь 15Н3МА цементированная, борированная, закаленная (твердость 15 000 МПа); *4* – композиционный материал TiC–CoCuCr (твердость 5600 МПа).

предельно возможному деформированному состоянию. При нормальном режиме трения подобная деформация наблюдается в слоях толщиной < 10 мкм [5].

Фазовый состав фрагментированного слоя также не зависит от предварительной термообработки материала. В аустенитном сплаве существует однородная, одинаковая как для закаленного, так и состаренного сплава структура с рефлексами, соответствующими ГЦК-решетке (фото 13.2,*б*). Состав фрагментированного слоя стали мартенситного класса 15Н3МА характеризуется наличием не только дисперсных фрагментов основного материала, но и значительной доли оксидов FeO.

С увеличением мощности трения за счет нагрузки интенсифицируются процессы тепловыделения, а обладающая высокой активностью структура фрагментированного слоя претерпевает фазовые изменения. Для стали мартенситного класса это выражается в протекании α—γ-превращения, разупрочнении подповерхностной зоны, более интенсивном окислении, разрушении ранее созданных пленок вторичных структур и, как следствие, приводит к схватыванию сопряженных поверхностей.

В случае состаренного аустенитного сплава 36НХТЮ, обладающего большой термической и коррозионной стойкостью, при деформации трением γ'-фаза растворяется. Структура верхних слоев становится идентичной закаленному сплаву.

В поверхностных слоях композиционных материалов также наблюдаются фазовые превращения, сопровождающиеся растворением карбидов титана [11], которое зависит от фазового состава композиций [13].

Во всех рассмотренных случаях критический режим трения обусловлен схватыванием и сопровождается катастрофическим износом. Причем участки, с которых осуществляется вырывание материала, имеют глубину до 30—40 мкм, т.е. соответствуют толщине фрагментированного слоя. В соответствии с концепцией структурных уровней деформации [3, 4] при контактных взаимодействиях, когда осуществляется фрагментация, основным является мезоскопический уровень пластического деформирования. Следовательно, распределение напряжений имеет тот же масштаб. Напряжения ответственны за появление несплошностей по границам фрагментов и предопределяют разрушение поверхности трения. Кроме того, наличие высокодисперсной фрагментированной структуры и возможность перемещения фрагментов относительно друг друга обусловливают эффекты экструзии на тех участках поверхности, на которых тангенциальные и нормальные напряжения превышают критические. В дальнейшем эти участки выглаживаются [11], что ускоряет удаление материала с поверхности.

Таким образом, формирование поверхностных слоев при трении с отличной от исходной структурой в значительной мере определяет триботехнические характеристики скользящего контакта.

13.3. Анализ механизмов формирования поверхностных слоев трения

Прежде чем обсуждать возможные причины, вызывающие образование сильновозбужденного приповерхностного слоя, отметим, что с точки зрения классической механики сплошной среды и теории теплопроводности нет никаких оснований считать, что существует поверхностный слой. Действительно, напряжения и температура в стационарной задаче трения однородно распределены по всей толщине образца. Представление о том, что внешнее напряжение и температура локализованы в приповерхностном слое, требует иного, отличного от стационарного, подхода к решению задачи контактирования при трении.

Несмотря на то что в литературе [14, 15] обсуждается динамический аспект проблемы трения, удовлетворительного объяснения причин локализации сильных деформаций нет.

Рассмотрим ситуацию, когда тепловые и механические воздействия на поверхность материала при трении не являются стационарными, а носят характер последовательности коротких "ударов" большой амплитуды, имеющих случайные длительность и интервал следования. В основе такой нестационарности лежит стохастическое взаимодействие микронеоднородностей поверхности, которое в зависимости от сочетания внешних воздействий, параметров изнашивания и упругопластической податливости элементов трибосопряжения может перейти в автоколебательное состояние [2]. При размере трибосистемы порядка 1 см частота $\nu \sim 10^5$ Гц — это действительно характерная частота акустической эмиссии (АЭ) при трении (30—80 кГц) [16]. В пользу автоколебательного характера динамики свидетельствует и то, что изменение параметров трибосистемы, таких как состав, скорость трущихся поверхностей, величина контактных нагрузок, влияет в основном на уровень амплитуд АЭ, практически не изменяя его частотного состава [16].

Нестационарность взаимодействия поверхностей трения носит фактически макроскопический характер. Поэтому можно описывать процессы, протекающие при трении, без явного учета влияния неоднородностей, моделируя лишь специфику внешнего воздействия при трении наложением нестационарных граничных условий. Нулевые фурье-компоненты физических величин, характеризующие это воздействие (напряжения, температуру и т.д.) и дающие средние по времени значения данных величин, будут восприниматься макроскопически как постоянное напряжение, стационарное поле температуры и т.д. Такие поля, как уже отмечалось, не имеют особенностей, позволяющих считать, что существует поверхностный слой. Компоненты с ненулевыми частотами, как показано ниже, экспоненциально затухают в глубь материала в узком слое, определяя тем самым его свойства.

Рассмотрим два основных вида воздействия на поверхность материала: тепловое и механическое [17].

Т е п л о в о е в о з д е й с т в и е. Динамика температурного поля в материале определяется уравнением температуропроводности

$$\dot{T} = a\Delta T, \qquad (13.1)$$

где a — коэффициент температуропроводности, Δ — оператор Лапласа. Дисперсионное соотношение для уравнения (13.1), определяющее волновой вектор K, распространяющегося в среде возмущения с частотой ω, имеет вид

$$K = \sqrt{\omega/2a}(1 + i). \qquad (13.2)$$

Величина, обратная мнимой части волнового вектора, связана с глубиной l_T проникновения возмущения в глубь материала:

$$l_T = \sqrt{2a/\omega}. \qquad (13.3)$$

Подставляя частоту ω [16] и характерное значение коэффициента температуропроводности металлов $a \approx 10^{-4}$ м^2/с [18] в формулу (13.3), найдем толщину "температурного поверхностного слоя" $l_T \approx 20$—30 мкм, что по порядку величины совпадает с экспериментально наблюдаемой толщиной поверхностного слоя [10, 11, 16].

Механическое воздействие. Рассматриваемая модель предполагает, что в поверхностном слое при трении протекают те же процессы, что и при ударном воздействии. В динамической теории кристаллических сред с дислокациями [19—21] показано, что при ударном воздействии на кристаллическую среду в ней наряду с хорошо известными типами волн (упругий предвестник, волна объемного упругого сжатия) и вязким течением инициируется сильнодиссипативная волна пластических поворотов, затухающая в тонком поверхностном слое. Это должно обусловить образование вблизи поверхности удара слоя с сильными кристаллографическими разориентировками, а следовательно, и с высокой плотностью дислокаций, поскольку наличие градиента кристаллографического поворота $\vec{\Omega}$ приводит к возникновению в материале дислокационной плотности α_{km}:

$$\alpha_{km} = \frac{\partial \Omega_k}{\partial x_m} - \delta_{km}\frac{\partial \Omega_p}{\partial x_p}. \qquad (13.4)$$

Такие слои с высокой дислокационной плотностью действительно наблюдаются в экспериментах по ударному нагружению материалов [22].

В данной теории динамика кристаллической среды с дислокациями описывается полным смещением точек среды $\vec{u}$, тензором пластической деформации ε_{ij} и вектором пластического поворота $\vec{\Omega}$. Эти три группы степеней свободы обладают при не слишком высоких частотах воздействий независимой динамикой, определяемой нижеследующими уравнениями [23].

Динамика полных смещений. При достаточно высоких напряжениях упругопластическая среда ведет себя как вязкая жидкость с некоторым эффективным коэффициентом динамической вязкости и описывается уравнением Навье—Стокса:

$$\rho\ddot{\vec{u}} = K\,\nabla\,\mathrm{div}\vec{u} + \eta\left(\Delta\dot{\vec{u}} + \frac{1}{3}\nabla\mathrm{div}\dot{\vec{u}}\right), \qquad (13.5)$$

где K — модуль объемного сжатия. "Продольные" смещения (по условию rot = 0) дают известную волну объемного сжатия, а "поперечные" смещения, удовлетворяющие условию

$$\mathrm{div}\vec{u} = 0,$$

определяют сдвиговое вязкое течение согласно уравнению диффузионного вида:

$$\rho\dot{\vec{V}} = \eta\Delta\vec{V},$$

где $\vec{V} = \dot{\vec{u}}$ — скорость течения.

Динамическое воздействие с частотой ω проникает в среду на глубину

$$l_u = \sqrt{2\eta/\rho\omega}. \qquad (13.6)$$

Динамика пластических поворотов. Как показано в [24], динамика пластических поворотов также задается уравнением диффузионного вида

$$\dot{\vec{\Omega}} = \frac{C}{4\eta}(\Delta\vec{\Omega} + \nabla\,\mathrm{div}\vec{\Omega}), \qquad (13.7)$$

где C — коэффициент, характеризующий упругость среды по отношению к введению в нее пластического изгиба-кручения. Глубина проникновения волн пластических поворотов

$$l_\Omega = \sqrt{C/2\eta\omega}. \qquad (13.8)$$

Обратим внимание на то, что глубина слоя ламинарного течения (13.6) и глубина проникновения волн пластических поворотов (13.8) определяются совершенно различными материальными константами и могут иметь, в принципе, различный порядок величины. Более того, при увеличении вязкости среды толщина слоя течения растет, а толщина слоя пластических поворотов уменьшается.

Динамика пластических деформаций. Характер динамики пластических деформаций, согласно результатам работы [25], кардинально отличается от такового для динамики пластических поворотов и определяется уравнением

$$B\ddot{\varepsilon} + \mu\varepsilon - C\Delta\varepsilon - 2\eta\dot{\varepsilon} = 0. \qquad (13.9)$$

Здесь B — эффективная масса единицы длины дислокации. При малых частотах воздействий дисперсионное соотношение уравнения (13.9) имеет вид

$$K = i\sqrt{\mu/C}, \qquad (13.10)$$

т.е. волновой вектор является чисто мнимой величиной, не зависящей от частоты. Это значит, что пластические деформации проникают в среду только на конечную глубину

$$l_\varepsilon = \sqrt{C/\mu}. \qquad (13.11)$$

Характер и свойства дефектной структуры, возникающей в результате трех описанных движений, принципиально различны [11]. Пластическое течение вообще не связано с рождением значительного количества дефектов. Волна пластических поворотов обусловливает резкое возрастание концентрации дислокаций (13.4), однако не приводит к зарождению макроскопических внутренних напряжений, поскольку все дислокации при этом находятся в конфигурациях, соответствующих границам разориентации. Наконец, волна пластических деформаций вызывает рост плотности дислокаций в конфигурациях, связанных с возникновением больших дальнодействующих напряжений. Что касается количественных оценок, то, к сожалению, экспериментальные данные о параметрах C и η, определяющих механическое поведение поверхностных слоев, отсутствуют. Однако по наблюдаемым значениям глубин слоев пластического течения и фрагментированных структур ($l_u \sim 100$ и $l_\Omega \sim 20$ мкм) получаем для этих параметров следующие оценки:

$$\eta \approx 40\,\text{кг}/(\text{м}\cdot\text{с}),\ C \approx 3\cdot 10^{-2}\,\text{кг}\cdot\text{м}/\text{с}^2. \qquad (13.12)$$

Можно вычислить глубину проникновения пластических деформаций (13.11): $l_\varepsilon \approx 0{,}6$ мкм. Образование таких слоев субмикронной толщины было отмечено Б.И. Костецким [26].

Таким образом, в результате удара по поверхности в глубь среды распространяются сразу несколько волн, соответствующих различным группам внешних и внутренних степеней свободы упругопластического континуума, что должно способствовать появлению не одного, а по крайней мере, трех поверхностных слоев чисто механического происхождения. Добавим также, что динамическое воздействие при трении не обязательно связано с автоколебаниями. Оно может являться результатом стохастического взаимодействия неоднородностей поверхности, обусловленных шероховатостью. В этом случае характерная глубина проникновения возмущений будет другой. Изложенная концепция формирования поверхностных слоев как результата многократного ударного теплового и механического воздействий не противоречит экспериментальным фактам ни для установившегося нормального режима трения, ни в случае критического трения, обусловленного схватыванием.

13.4. Некоторые аспекты повышения стойкости поверхности трения

Согласно общепринятым представлениям износостойкость материалов определяется превалирующим разрушением поверхностного или подповерхностного слоев, которые образуются в результате динамических взаимодействий в зоне трения. С учетом того, что глубина проникновения возмущений небольшая, можно добиться повышения износостойкости за счет нанесения на поверхность специального покрытия,

которое в этом случае играет роль подповерхностного слоя, так как поверхностный слой при каждом режиме трения возникает самопроизвольно [27].

Хорошо известно, что борирование поверхности стали довольно широко используется для снижения интенсивности износа деталей машин и оборудования в условиях абразивного и коррозионно-механического изнашивания [28]. Применение борирования для ответственных высоконагруженных узлов трения сдерживалось из-за того, что толщина упрочненного слоя считалась малой, а трещиностойкость боридов железа — недостаточной. В работе [29] проведены исследования морфологии структурных составляющих боридных слоев и влияния толщины слоя на эксплуатационные характеристики с целью получения оптимальной структуры поверхности стали 15Н3МА и изучения возможностей использования данного метода упрочнения в тяжелонагруженных узлах трения.

Формирование структуры боридов зависит от активности насыщающей среды и фазового состава стали при данной температуре процесса и способе борирования. В связи с тем, что сталь 15Н3МА цементируема, основным легирующим элементом, оказывающим влияние на диффузию бора в поверхностном слое, является углерод цементации. Предварительная цементация и последующая термообработка необходимы для упрочнения металла под слоем боридов, чтобы исключить пластическую деформацию при высоких контактных нагружениях.

Применение той или иной технологии борирования позволяет получать упрочненные слои толщиной 40—100 мкм, различающиеся как по фазовому составу, так и по микроструктуре (фото 13.3) [30]. Наиболее распространены однофазные, состоящие из борида Fe_2B, покрытия (фото 13.3,*а*), в которых распределение микронапряжений наиболее благоприятное, тогда как в двухфазных Fe_2B—FeB (фото 13.3,*б*) имеет место резкий перепад напряжений на межфазной границе [31]. В связи с этим использование двухфазных слоев ограничивается случаями невысоких контактных нагрузок при трении. Наличие "плоской" границы раздела между боридным слоем и основой (фото 13.3, *б*) способствует разрушению поверхности, поскольку в таком случае сплошной боридный слой, не деформируемый пластически под действием внешних нагружений, не только находится в напряженном состоянии, но и передает напряжения в переходную зону, имеющую возможность деформироваться. Следствием упругопластической деформации переходной зоны может быть развитие трещин в самом боридном слое. Наличие концентраторов напряжений в виде пор и микротрещин также облегчает скалывание фрагментов слоя. Для двухфазного покрытия ситуация усугубляется образованием межфазных границ.

Однофазный боридный слой, имеющий "зубчатую" структуру (фото 13.3,*в*), лишен большинства из указанных недостатков. Контактные напряжения при трении в данном случае распределены более благоприятно между кристаллами боридов и материалом переходной зоны. Во-первых, обеспечивается возможность относительного смещения кристаллов путем деформирования материала переходной зоны, и это

10 Заказ № 263

не приводит к растрескиванию слоя боридов в отличие от предыдущего варианта. Во-вторых, отсутствие сплошного слоя исключает возможность скалывания больших фрагментов. В-третьих, наличие борного цементита между "зубьями", обладающего меньшей твердостью, способствует рассеянию упругой энергии и уменьшает вероятность распространения трещин. Немаловажным фактором является, на наш взгляд, то, что такое сложное строение боридного слоя увеличивает площадь межфазных границ, снижая тем самым давление на границе раздела, которое передается через твердые кристаллы боридов.

Что касается динамических тепловых и механических воздействий, описанных в разд. 13.3, то, по-видимому, они затухают в боридном слое без заметных последствий для него, так как бориды обладают высокими уровнями термической стойкости и энергии активации зарождения и движения дислокаций. Фактически на подборидный слой действуют стационарные поля температуры и напряжения, обусловленные средними по времени значениями данных величин, которые значительно уступают амплитудным значениям высокочастотных составляющих.

Изложенные соображения подтверждаются результатами исследований трещино- и износостойкости боридных слоев [29, 30]. Действительно, трещиностойкость, определенная как отношение прикладываемой к индентору нагрузки к суммарной длине трещин, которые образовались после вдавливания алмазного конуса, значительно выше у однофазных боридных слоев, имеющих "зубчатую" структуру.

Убедительное превосходство продемонстрировали боридные покрытия "зубчатой" формы при испытаниях на трение. В то время как сплошной боридный слой разрушается в результате выкалывания частиц борида Fe_2B без заметных признаков пластической деформации, на поверхности боридов "зубчатой" формы образуется слой фрагментированных структур, состоящий из оксидов FeO, B_2O_3 и мелкодисперсных кристаллов железа. Данный слой обеспечивает выравнивание поверхности, уменьшение шероховатости, залечивание пор и термических трещин, снижение коэффициента трения и интенсивности износа.

Промышленное опробование технологии борирования подтвердило положительные результаты лабораторных исследований. Буровые долота с борированной опорой скольжения показали бо́льшую стойкость при бурении в сравнении с серийными [32].

* * *

Выполненные исследования структуры поверхностных слоев трения в условиях граничного трения при нагрузках, близких к предельным уровням несущей способности материалов, позволяют сформулировать следующие выводы.

В процессе трения формируются три приповерхностных слоя, структура каждого из которых слабо зависит от исходной структуры материала: поверхностный субмикронный слой с сильными искажениями решетки, фрагментированный слой (~ 20—30 мкм), слой ламинарного пластического течения (100—200 мкм).

Образовавшийся слой с фрагментированными структурами подвержен процессу разрушения путем развития трещин и схватывания. Степень разрушения и скорость износа определяются не только свойствами фрагментированного слоя, но и прочностными характеристиками расположенного ниже слоя ламинарного пластического течения. На последний можно влиять предварительной обработкой материала.

Все особенности формирования слоев трения могут быть объяснены в рамках модели, рассматривающей данный процесс как динамическое воздействие на поверхность, возникающее в результате развития автоколебательного процесса.

На примере упрочнения поверхностных слоев методом диффузионного борирования показано, что для стабилизации параметров трения в условиях интенсивных тепловых и деформационных воздействий достаточно упрочнить поверхность на глубину, превышающую 30—40 мкм. При этом нижележащие слои должны обладать высокими прочностными свойствами, исключающими пластическое течение.

Однофазные боридные слои Fe_2B с ярко выраженной зубчатой структурой, в которой промежутки между "зубьями" заполнены цементитом $Fe_3(B, C)$, являются наиболее износостойкими. Они характеризуются высокой трещиностойкостью вследствие дискретного строения слоя. Возможность относительного смещения кристаллов боридов путем деформирования материала переходной зоны, а также рассеяние упругой энергии на неоднородностях структуры не приводят к катастрофическому растрескиванию твердого слоя. Кроме того, отсутствие сплошного слоя боридов исключает возможность скалывания больших фрагментов поверхности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе 1

1. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Елсукова Т.Ф., Иванчин А.Г. Структурные уровни деформации твердых тел // Изв. вузов. Физика. — 1982. — № 6. — С. 5—27.
2. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — 229 с.
3. Панин В.Е. Современные проблемы прочности твердых тел // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1987. — Вып. 3. — С. 87—97.
4. Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Хон Ю.А., Елсукова Т.Ф. Атомвакансионные состояния в кристаллах // Изв. вузов. Физика. — 1982. — № 12. — С. 5—28.
5. Панин В.Е., Елсукова Т.Ф., Новоселова Е.Н., Егорушкин В.Е. Эффект локализации деформации у границ зерен при ползучести поликристаллов // Докл. АН СССР. — 1990. — Т. 310, № 1. — С. 78—83.
6. Структурные уровни пластической деформации и разрушения / В.Е. Панин, Ю.В. Гриняев, В.И. Данилов и др. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. — 255 с.
7. Панин В.Е., Елсукова Т.Ф. Деформация и разрушение поликристаллов при знакопеременном нагружении как диссипативный процесс // Синергетика и усталостное разрушение металлов. — М.: Наука, 1989. — С. 113—138.
8. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Егорушкин В.Е. и др. Спектр возбужденных состояний и вихревое механическое поле в деформируемом кристалле // Изв. вузов. Физика. — 1987. — № 1. — С. 36—51.
9. Панин В.Е., Елсукова Т.Ф., Елисеева М.К., Гриняев Ю.В. Движение зерен как целого при пластической деформации поликристаллов // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1983. — № 5. — С. 138—141.
10. Жукова К.П., Елсукова Т.Ф., Панин В.Е., Руденко Ю.Н. Температурная зависимость процессов деформации на границах зерен и в приграничных зонах при растяжении поликристаллов свинца // Изв. вузов. Физика. — 1988. — № 4. — С. 13—18.
11. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Елсукова Т.Ф. и др. Неоднородность распределения напряжений и движение зерен как целого в деформируемом поликристалле // Докл. АН СССР. — 1989. — Т. 309, № 2. — С. 356—359.
12. Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Елсукова Т.Ф., Веселова О.В. Трансляционно-ротационные вихри, дисклинационная субструктура и механизм усталостного разрушения поликристаллов // Докл. АН СССР. — 1991. — Т. 316, № 5. — С. 1130—1132.
13. Панин В.Е. Новые направления в создании высокопрочных материалов методами порошковой металлургии // Прогрессивные технологические процессы в порошковой металлургии. — Минск: Вышэйш. шк., 1982. — С. 117—120.
14. Panin V.E. High-Strength and wear-resistant materials with damping structure, based on metals and ceramics // Abstracts of First European East-West Symp. on Materials and Processes. — Helsinki, 1990.
15. Panin V.E., Frolov K.V. Wave nature of plastic deformation and fracture of Solids // The Physical and Mechanical Methods of Investigations of Materials under Loading: Proc. Intern. Conf. — Tomsk: University Press, 1990. — P. 9—17.

16. Panin V.E., Efimenko S.P. High-strength and wear-resistant materials with damping structure, based on metals and ceramics // Abstracts of the 2nd European Conference of Advanced Materials and Processes. — London, 1991. — P. 288.
17. Елсукова Т.Ф., Жукова К.П., Панин В.Е. Концентрационная зависимость сопротивления деформации твердых растворов // ФММ. — 1987. — Т. 64, № 6. — С. 1158—1163.
18. Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М. Особенности поля смещений при пластической деформации крупнозернистого кремнистого железа // Там же. — 1988. — Т. 66, № 2. — С. 1005—1009.
19. Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М. Пластическая деформация как волновой процесс // Докл. АН СССР. — 1989. — Т. 308, № 6. — С. 1375—1379.
20. Данилов В.И., Панин В.Е., Мних Н.М., Зуев Л.Б. Релаксационные волны при пластической деформации аморфного сплава // ФММ. — 1990. — Т. 6. — С. 189—193.
21. Зуев Л.Б., Панин В.Е., Мних Н.М. Волны пластической деформации на площадке текучести // Докл. АН СССР. — 1991. — Т. 317, № 6. — С. 1386—1389.
22. Panin V.E., Zuev L.B., Danilov V.I. Waves of Plasticity as Self-Organization of Defects Structure in Crystals // Collected Abstracts of Twelfth European Crystallographic Meeting. — Moscow, 1989. — Vol. 1. — P. 138.
23. Данилов В.И., Зуев Л.Б., Мних Н.М. и др. Волновые эффекты при пластическом течении поликристаллического Al // ФММ. — 1991. — № 3. — С. 188—194.
24. Панин В.Е. Волновая природа пластической деформации твердых тел // Изв. вузов. Физика. — 1990. — № 2. — С. 4—18.
25. Фролов К.В., Панин В.Е., Зуев Л.Б. Релаксационные волны при пластической деформации // Там же. — С. 19—35.
26. Панин В.Е., Мещеряков Ю.И., Елсукова Т.Ф. Некристаллографические структурные уровни деформации в сильновозбужденных системах // Там же. — С. 107—120.
27. Панин В.Е. Физические основы мезомеханики среды со структурой // Там же. — 1992. — № 4. — С. 5—18.
28. Панин В.Е. Волновая теория прочности и пути создания высокопрочных материалов и износостойких покрытий // Новые материалы и технологии. Конструирование новых материалов и технологий / Под ред. М.Ф. Жукова, В.Е. Панина. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние. 1993. — С. 5—19.
29. Pat. N 93002731. Method and Apparatus for Nondestructive Testing of the Mechanical Behaviour of Solid State Objects under Loading / V.E. Panin, L.B. Zuev, V.I. Danilov. — Moscow: Ruspatent, 1993.
30. Елсукова Т.Ф., Панин В.Е. Эволюция структурных уровней деформации и самоорганизация мезоскопической субструктуры в поликристаллах // Металлы. — 1992. — № 2. — С. 73—89.
31. Лифшиц И.М., Розенцвейг Л.И. К теории упругих свойств поликристаллов // ЖЭТФ. — 1946. — Т. 16. — С. 967—980.
32. Фокин А.Г., Шермергор Т.Д. Корреляционные функции упругого поля квазиизотропных твердых тел // ПММ. — 1968. — Т. 32. — С. 660—671.
33. Дикусар Л.Д., Дударев Е.Ф., Панин В.Е. Статистическая теория микродеформации поликристаллов // Изв. вузов. Физика. — 1971. — № 8. — С. 96—101.
34. Келли А. Высокопрочные материалы. — М.: Мир, 1976. — 261 с.
35. Шермергор Т.Д. Теория упругости микронеоднородных сред. — М.: Наука, 1977.
36. Мусхелишвили Н.И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. — М.: Наука, 1977. — 708 с.
37. Гриняев Ю.В., Панин В.Е. Расчет напряженного состояния в упругонагруженном поликристалле // Изв. вузов. Физика. — 1978. — № 12. — С. 95—101.
38. Chulkov E.V., Nikiforov A.V., Lipnitskii A.G. Surface electronic structure of NiAl(001) // Vacuum. — 1994. — V. 45. — N 2. — P. 175—177.
39. Попов Л.Е., Козлов Э.В. Механические свойства упорядоченных твердых растворов. — М.: Металлургия, 1970.
40. Панин В.Е., Дударев Е.Ф., Бушнев Л.С. Структура и механические свойства твердых растворов замещения. — М.: Металлургия, 1971. — 206 с.
41. Vit R.D. The Continual Theory of Disclinations. — M.: Mir, 1977. — 208 p.
42. Essman U. Elektronenmikroskopische Untersuchung der Versetzungsanordnung verformter Kupfereinkristalle // Phys. Stat. Sol. — 1965. — V. 12, № 2. — P. 723—747.

43. Grewen J., Noda T., Sauer D. Elektronenmikroskopische Untersuchungen an Scherbändern // Zs. Metallk. — 1977. — V. 68, № 4. — P. 260—265.
44. Malin A., Hubert J., Hatherley M. The Microstructure of Rolled Copper Single Crystals // Ibid. — 1981. — V. 72, № 5. — P. 310—317.
45. Hakayama Y., Morii K. Microstructure and shear band formation in cold single crystals of Al—Mg alloy // Acta Met. — 1987. — V. 35, № 7(2). — P. 1747—1756.
46. Засимчук Е.Э., Маркашова Л.И. Микрополосы в монокристаллах никеля, деформированных прокаткой. —Киев, 1988. — 36 с. — (Препр. / АН УССР. Ин-т металлофизики; № 23).
47. Хови А. Конфигурация дислокаций в деформированных ГЦК монокристаллах с различной энергией дефектов упаковки // Прямое наблюдение несовершенств в кристаллах. — М.: Металлургия, 1964.
48. Steeds F.W. Dislocations Arrangements in Copper Single Crystals as a Function of Strain // Proc. Roy. Soc. — 1966. — V. 292.
49. Набарро Ф.Р.Н., Базинский З.С., Холт Д.Б. Пластичность чистых монокристаллов. — М.: Металлургия, 1967.
50. Вергазов А.Н., Лихачёв В.А., Рыбин В.В. Характерные элементы дислокационной структуры в деформированном поликристаллическом молибдене // ФММ. — 1976. — Т. 42, № 1. — С. 146—154.
51. Вергазов А.Н., Лихачёв В.А., Рыбин В.В. Исследование фрагментированной структуры, образующейся в молибдене при активной пластической деформации // Там же. — С. 1241—1246.
52. Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Фирстов С.А. Физические основы прочности тугоплавких металлов. — Киев: Наук. думка, 1975. — 315 с.
53. Иванова В.С. Разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1979. — 168 с.
54. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1986. — 224 с.
55. Конева Н.А., Козлов Э.В. Физическая природа стадийности пластической деформации // Изв. вузов. Физика. — 1990. — № 2. — С. 89—106.
56. Архаров В.И. Мезоскопические явления в твердых телах и их мезоструктура // Проблемы современной физики. — М.: Наука, 1980. — С. 357—382.
57. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. — Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1986. — 224 с.
58. Лозинский М.Г. Строение и свойства металлов и сплавов при высоких температурах. — М.: Металлургиздат, 1963. — 535 с.
59. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. — М.: Мир, 1972. — 408 с.
60. Розенберг В.М. Ползучесть металлов. — М.: Металлургия, 1967. — 276 с.
61. Kadic A., Edelen D.G. A Gauge Theory of Dislocations and Diclinations: Lecture Notes in Physics. — Heidelberg: Springer-Verl., 1983. — V. 174. — 168 p.
62. Kroner E. Gauge Field Theories of Defects in Solids. — Stuttgart: Max Plank Inst., 1982. — 102 p.
63. Гриняев Ю.В., Чертова Н.В. Калибровочные теории пластической деформации в механике сплошных сред // Изв. вузов. Физика. — 1990. — № 2. — С. 36—50.
64. Егорушкин В.Е. Калибровочная динамическая теория дефектов в неоднородно деформируемых средах со структурой. Поведение границы раздела // Там же. — С. 51—68.
65. Егорушкин В.Е. Динамика пластической деформации. Волны локализованной пластической деформации в твердых телах // Там же. — 1992. — № 4. — С. 19—41.
66. Попов В.Л., Чертова Н.В. Калибровочная теория распространения волн в упругопластической среде // Там же. — С. 81—93.
67. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. — М.: Наука, 1990. — 272 с.
68. Мышляев М.М. Закономерности эволюции дислокационной структуры и пластической деформации при ползучести однофазных кристаллических тел: Дис.... д-ра физ.-мат. наук. — Черноголовка: ИФТТ АН СССР, 1981. — 317 с.
69. Кайбышев О.А. Пластичность и сверхпластичность. — М.: Металлургия, 1975. — 280 с.
70. Грабский М.В. Структурная сверхпластичность. — М.: Металлургия, 1975. — 270 с.
71. Новиков И.И., Портной В.К. Сверхпластичность сплавов с ультрамелким зерном. — М.: Металлургия, 1981. — 167 с.
72. Кузнецова Р.И., Жуков Н.И. Структурные изменения при сверхпластической деформации сплавов // ФММ. — 1979. — Т. 47, № 7. — С. 1281—1287.

73. Кайбышев О.А. Сверхпластичность промышленных сплавов. — М.: Металлургия, 1984. — 280 с.
74. Тутнов А.А., Доровский В.М., Елесин Л.А. Аморфизация кристаллических материалов в зоне перед вершиной развивающейся трещины // Синергетика и усталостное разрушение металлов. — М.: Наука, 1989. — С. 45—57.
75. Минаков В.Н. Физика хрупкого разрушения. — Киев: Изд-во НПМ АН УССР, 1976. — Ч. II. — 133 с.
76. Панин В.Е., Новомейский Ю.Д. Пути повышения пластичности и прочности материалов для работы при низких температурах // Сварка и хрупкое разрушение. — Якутск: Изд-во ЯФ СО АН СССР, 1980. — С. 92—105.
77. Вествуд А., Прис К., Камдар М. Хрупкое разрушение в среде жидкого металла // Разрушение. — М.: Мир, 1976. — Т. 3. — С. 635—691.
78. Иванова В.С., Терентьев В.Ф. Природа усталости металлов. — М.: Металлургия, 1975. — 454 с.
79. Делэй Л., Ванде Вурду Ф., Кришнан Р.В. Образование мартенсита как деформационный процесс в поликристаллических сплавах на основе системы медь—цинк // Эффект памяти формы в сплавах. — М.: Металлургия, 1979. — С. 294—306.

К главе 2

1. Судзуки Т., Есинага Х., Таксути С. Динамика дислокаций и пластичность. — М.: Мир, 1989. — 294 с.
2. Введение в микромеханику / Под ред М. Онами. — М.: Металлургия, 1987. — 280 с.
3. Кадич А., Эделен Д. Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. — М.: Мир, 1987. — 168 с.
4. Kondo K. Memoirs of the Unifying Study of the Basic Problems in Engineering Sciences by Means of Geometry // Gacujitsa Bunkeu Fukyukoi. — 1955. — V. 1, N 453.
5. Kleinert H. // Lett. Nuovo Cim. — 1982. — V. 34, N 14. — P. 476—477.
6. Kleinert H. // Ibid. — V. 35, N 2. — P. 41—45.
7. Kluge G. // Int. J. Engng Sci. — 1969. — V. 2. — P. 169.
8. Colebiewcka-Lasota A. // Ibid. — 1979. — V. 17. — P. 329.
9. Edelen D.G.B // Ibid. — 1980. — V. 18. — P. 1095.
10. Lagoudas D.C., Edelen D.G.B. // Ibid. — 1989. — V. 27. — P. 411—431.
11. Kroner E. Gauge Field Theories of Defects in Solids. — Stuttgart: Max-Plank Inst., 1982.
12. Gunter H. // Annal. der Phys. — 1983 — B.G. Folge. Bd 40, Heft 4/5. — S. 220—226; 291—297.
13. Панин В.Е., Бухбиндер И.Л., Гриняев Ю.В., Егорушкин В.Е. — Томск, 1986. — 14 с. — (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние, Том. фил.; № 9).
14. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Егорушкин В.Е. // Изв. вузов. Физика. — 1987. — N 11. — С. 34—51.
15. Егорушкин В.Е. // Там же. — 1990. — № 2. — С. 51—68.
16. Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Елсукова Т.Ф., Веселова О.В. // Докл. АН СССР. — 1991. — Т. 316, № 5. — С. 1130—1132.
17. Мещеряков Ю.И., Антрошенко С.А., Баличева Т.В. и др. — Л., 1989. — 55 с. — (Препр. / ФТИ АН СССР; № 24).
18. Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М. // ФММ. — 1988. — Т. 66, № 5. — С. 1005—1009.
19. Коннел Д. Введение в тензорный анализ. — М.: Физматгиз, 1963. — 411 с.
20. Панин В.Е., Елсукова Т.Ф., Новоселова Е.М., Егорушкин В.Е. // Докл. АН СССР. — 1990. — Т. 310, № 1. — С. 78—83.
21. Cobler L. // J. Appl. Phys. — 1963. — V. 34. — P. 1679—1682.
22. Колобов Ю.Р., Марвин В.Б., Раточка П.В., Коротаев А.Д. // Докл. АН СССР. — 1985. — Т. 283, № 3. — С. 605—607.
23. Кайбышев О.А., Валиев Р.З. Границы зерен и свойства металлов. — М.: Металлургия, 1987. — 213 с.
24. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. — М.: Наука, 1987. — 245 с.
25. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Данилов В.И. и др. Структурные уровни пластической деформации и разрушения. — Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1990. — 252 с.

26. Говорков В.Г., Регель В.Р. // ФТТ. — 1961. — Т. 3. — С. 1324.
27. Бережкова Г.В., Скворцова Н.П., Регель В.Р., Перстнев П.П. // Изв. АН СССР. Сер. физич. — 1986. — Т. 50, № 3. — С. 496—500.
28. Старенченко В.А., Черных Л.Г., Иванова Н.Ю. // Изв. вузов. Физика. — 1989. — № 8. — С. 116—118.
29. Segert J. // Phys. Rev. A. — 1987. — V. 36, № 1. — P. 10—15.
30. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. — М.: Металлургия, 1984. — 280 с.
31. Антрошенко С.А., Беличева Т.В., Котов Г.В., Мещеряков Ю.И. // ФММ. — 1991. — № 1. — С. 188—196.
32. Пейве А.В. Избранные труды. — М.: Наука, 1990. — 351 с.

К главе 3

1. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — 225 с.
2. Панин В.Е. Физические основы мезомеханики пластической деформации и разрушения твердых тел // См. гл. 1. — С. 7—49.
3. Makarov P.V. Microdynamical Theory of Plastic Medium with Internal Structure // New Physical and Mechanical Methods of Investigation of Materials under Loading: Intern. Conf. Proc. — Tomsk: University Press, 1990. — P. 56—68.
4. Бетехтин В.И., Владимиров В.И., Кадомцев А.Г. и др. Ротационная деформация при ползучести и разрушении монокристаллов // Дисклинации. Экспериментальное исследование и теоретическое описание. — Л.: ФТИ РАН, 1982. — С. 70—83.
5. Гриняев Ю.В., Панин В.Е. Вихревой характер пластической деформации твердых тел // Экспериментальное исследование и теоретическое описание дисклинаций. — Л.: ФТИ РАН, 1984. — С. 66—92.
6. Владимиров В.И., Мохов А.А. Ротационная неустойчивость в зоне предразрушения // Там же. — С. 181—188.
7. Вергазов А.Н., Золотаревский Н.Ю., Рыбин В.В. Экспериментальное и теоретическое исследование процесса фрагментации кристаллов при деформировании // Там же. — С. 7—36.
8. Елсукова Т.Ф., Жукова К.П., Веселова О.В. и др. Структурные уровни деформации и разрушения поликристраллов при разных видах нагружения // Изв. вузов. Физика. — 1990. — № 2. — С. 69—88.
9. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. — М.: Атомиздат, 1972. — 599 с.
10. Лихачев В.А., Хайров Р.Ю. Введение в теорию дисклинаций. — Л.: Изд-во Ленингр. ун-та. — 1975. — 184 с.
11. Де Витт Р. Континуальная теория дисклинаций. — М.: Мир, 1977. — 208 с.
12. Günther H. Zur Kinematik von Disklinationen // Phys. Stat. Solid. Ser. B. — 1972. — V. 49, № 2. — P. 551—559.
13. Мещеряков Ю.И. Механизмы динамического разрушения материалов на мезо- и макроуровнях и их связь с распределением частиц по скоростям // Новые методы в физике и механике деформируемого твердого тела. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1990. — С. 33—43.
14. Атрошенко С.А., Васильев В.Б., Гладышев С.А., Мещеряков Ю.И. Исследование микромеханизмов откольного разрушения вязких высокопрочных сталей с разными режимами термообработки //Там же. — С. 225—234.
15. Коростелев С.Ю., Псахье С.Г., Панин В.Е. Молекулярно-динамическое исследование атомной структуры материала при распространении ударной волны // ФГВ. — 1988 — Т. 24, № 6. — С. 122—127.
16. Новацкий В. Теория упругости. — М.: Мир, 1975. — 872 с.
17. Седов Л.И. Механика сплошной среды. — М.: Наука, 1973. — 536 с.
18. Эринген А.К. Теория микрополярной упругости // Разрушение. — М.: Мир, 1975. — Т. 2. — 764 с.
19. Макаров П.В. Микродинамическая теория пластичности и разрушения структурно-неоднородных сред // Изв. вузов. Физика. — 1992. — № 4. — С. 42—58.

20. Кувшинский Е.В., Аэро Э.Л. Континуальная теория несимметричной упругости // ФТТ. — 1963. — № 5. — С. 2591—2604.
21. Коларов Д., Балтов А., Бончева М. Механика пластических сред. — М.: Мир, 1979. — 302 с.
22. Подстригач Я.С., Повстенко Ю.З. Об одном варианте нелинейных уравнений континуальной теории подвижных дефектов // Докл. АН СССР. — 1983. — Т. 269, № 2. — С. 315—316.
23. Повстенко Ю.З. Континуальная теория дислокаций и дисклинаций в двумерной среде // ПММ. — 1985. — Т. 49, № 6. — С. 1026—1031.
24. Волков А.Е., Лихачев В.А. Пластическая деформация при движении дисклинаций // Экспериментальное исследование и теоретическое описание дисклинаций. — Л.: ФТИ РАН, 1984. — С. 189—193.
25. Kossecka E., de Witt R. Disclination Kinematics // Arch. Mech. — 1977. — V. 29, № 5. — P. 551—559.
26. Makarov P.V., Perederin A.V., Skripnjak V.A. Strong and Weak Shock Waves. The Calculation of the Deformation in Metals // New Physical and Mechanical Methods of Investigation of Materials under Loading: Intern. Conf. Proc. — Tomsk: University Press, 1990. — P. 204—213.
27. Макаров П.В., Платова Т.М., Скрипняк В.А. О пластическом деформировании и микроструктурных превращениях металлов в ударных волнах // ФГВ. — 1983. — Т. 19, № 5. — С. 123—126.
28. Макаров П.В. Структура волновых фронтов и механизмы пластической деформации металлов в сильных и слабых ударных волнах // IV Всесоюз. совещ. по детонации: Докл. — Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1988. — Т. 2. — С. 115—123.
29. Макаров П.В. Упругопластическое деформирование металлов волнами напряжений и эволюция дефектной структуры // ФГВ. — 1987. — Т. 23, № 1. — С. 22—28.
30. Atamanov O.A., Makarov P.V., Nikolaev A.P. Mathematical Simulation of the Processes of the Elastic-Plastical Deformation of Polycristalline Agregats // New Physical and Mechanical Methods of Investigation of Materials under Loading: Intern. Conf. Proc. — Tomsk: University Press, 1990. — P. 191—203.
31. Оден Дж. Конечные элементы в механике сплошной среды. — М.: Мир, 1976. — 464 с.
32. Корнеев А.Н., Николаев А.П., Шиповский И.Е. Приложение метода конечных элементов к задачам соударения твердых деформируемых тел // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности: Матер. VII Всесоюз. конф. — Новосибирск, 1982. — С. 122–129.
33. Уилкинс М.Л. Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. — М.: Мир, 1967. — С. 212—263.
34. Жукова Т.В., Макарова П.В., Платова Т.М. и др. Исследование вязких и релаксационных свойств металлов в ударных волнах методами математического моделирования // ФГВ. — 1987. — Т. 23, № 1. — С. 29—34.
35. Данилов В.И., Зуев Л.Б., Мних Н.М. и др. Волновые эффекты при пластическом течении поликристаллического Al // ФММ. — 1991. — № 3. — С. 188—194.
36. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Горбатенко В.В. Закономерности пространственно-временных картин пластического течения твердых тел // См. гл. 7. — С. 162—175.
37. Конева Н.А., Лычагин Д.В., Теплякова Л.А. и др. Развороты кристаллической решетки и стадии пластической деформации // Экспериментальное исследование и теоретическое описание дисклинаций. — Л.: ФТИ РАН, 1984. — С. 161—167.
38. Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М. Особенности поля смещений при пластической деформации крупнозернистого кремнистого железа // ФММ. — 1988. — Т. 66, № 5. — С. 1005—1009.
39. Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И., Мних Н.М. Пластическая деформация как волновой процесс // Докл АН СССР. — 1989. — Т. 308, № 6. — С. 1375—1379.
40. Karakulov V.V., Leycin V.N., Skripnjak V.A., Makarov P.V. A Structural Porous Media. Features of the Flow in Shock Waves // New Physical and Mechanical Methods of Investigation of Materials under Loading: Intern. Conf. Proc. — Tomsk: University Press, 1990. — P. 214—224.

К главе 4

1. Cosserat E., Cosserat F. Theorie des Corps Deformables. — Paris: Hermann, 1909.
2. Миндлин Р.Д. Микроструктура в линейной упругости // Механика. — 1964. — Т. 86, № 47. — С. 129—160.
3. Эринген А.К. Теория микрополярной упругости // Разрушение. — М.: Мир, 1975. — Т. 2. — С. 646—751.
4. Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. — М.: Изд-во иностр. лит., 1963. — 268 с.
5. Де Витт Р. Континуальная теория дисклинаций. — М.: Мир, 1977. — 208 с.
6. Утияма Р. Инвариантная теория взаимодействий // Элементарные частицы и компенсирующие поля. — М.: Мир, 1964. — С. 250—273.
7. Коноплева Н.Н., Попов В.Н. Калибровочные поля. — М.: Атомиздат, 1972. — 239 с.
8. Kroner E. Gauge field theories of defects in solids. — Stuttgard: Max-Plank Inst., 1982. — 102 p.
9. Кадич А., Эделен Д. Калибровочная теория дислокаций и дисклинаций. — М.: Мир, 1987. — 168 с.
10. Гриняев Ю.В., Чертова Н.В. Калибровочные теории пластической деформации в механике сплошных сред // Изв. вузов. Физика. — 1990. — № 2. — С. 34—50.

К главе 5

1. Edelen D.G.B. On a closure of the governing equations of defect mechanics and the resulting theory of the plastic state // Int. J. Engng. Sci. — 1979. — V. 17. — P. 441—464.
2. Kadic A., Edelen D.G.B. A gauge theory of dislocations and disclinations. Lecture Notes in Physics. — Heidelberg: Springer-Verl., 1983. — V. 174. — 168 p.
3. Edelen D.G.B., Lagoudas D.C. Gauge theory and defects in solids. — Amsterdam: North-Holland, 1988.
4. Yang C.N., Mills R.L. Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance // Phys. Rev. — 1954. — V. 96. — P. 191—195.
5. Колупаева С.Н., Кобытев В.С., Попов В.Л. и др. Исследование системы уравнений кинетики сдвиговых процессов пластической деформации // Пластическая деформация сплавов. Структурно-неоднородные материалы. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1987. — С. 76—103.
6. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Елсукова Т.Ф., Иванчин А.Г. Структурные уровни деформации твердых тел // Изв. вузов. Физика. — 1982. — № 6. — С. 5—27.
7. Попов В.Л., Чертова Н.В. Спектр нормальных колебаний упругопластической среды с диссипацией // ПМТФ. — 1993. — № 4. — С. 108—112.
8. Жукова Т.В., Макаров П.В., Платова Т.М. и др. Исследование вязких и релаксационных свойств металлов в ударных волнах методами математического моделирования // ФГВ. — 1987. — Т. 23, № 1. — С. 29—34.

К главе 6

1. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — 229 с.
2. Структурные уровни пластической деформации и разрушения / В.Е. Панин, Ю.В. Гриняев, В.И. Данилов и др. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. — 255 с.
3. Панин В.Е. Физические основы мезомеханики среды со структурой // Изв. вузов. Физика. — 1992. — № 4. — С. 6—18.
4. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Егорушкин В.Е. и др. Спектр возбужденных состояний и вихревое механическое поле в деформируемом кристалле // Там же. — 1987. — № 1. — С. 34—51.
5. Панин В.Е. Современные проблемы прочности твердых тел // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1987. — Вып. 3. — С. 87—97.

6. **Де Витт Р.** Континуальная теория дисклинаций. — М.: Мир, 1977. — 209 с.
7. **Мусхелишвили Н.И.** Некоторые основные задачи математической теории упругости. — М.: Наука, 1977. — 708 с.
8. **Дерюгин Е.Е.** Метод элементов релаксации в моделях пластической деформации структурно-неоднородных материалов // Изв. вузов. Физика. — 1994. — № 2. — С. 16—22.
9. **Тимошенко С.П., Гудьер Дж.** Теория упругости. — М.: Наука, 1975. — 576 с.
10. **Дерюгин Е.Е.** Описание напряженно-деформированного состояния плоскости с макроскопическим очагом пластической деформации. — Томск, 1990. — 53 с. — (Препр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. ТНЦ; № 14).
11. **Келли А.** Высокопрочные материалы. — М.: Мир, 1976. — 264 с.
12. **Thompson A.** Substructure strengtheningmechanisms // Met. Trans. — 1977. — A8, N 6. — P. 833—842.
13. **Дударев Е.Ф.** Микропластическая деформация и предел текучести поликристаллов. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1988. — 256 с.
14. **Крауч С., Старфилд А.** Методы граничных элементов в механике твердого тела. — М.: Мир, 1987. — 328 с.
15. **Бернштейн М.Л., Займовский В.А.** Структура и механические свойства металлов. — М.: Металлургия, 1970. — 472 с.
16. **Мак Лин Д.** Механические свойства металлов. — М.: Металлургия, 1965. — 432 с.
17. **Орлов А.Н., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В.** Границы зерен в металлах. — М.: Металлургия, 1980. — 156 с.

К главе 7

1. **Структурные** уровни пластической деформации и разрушения / В.Е. Панин, Ю.В. Гриняев, В.И. Данилов и др. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. — 254 с.
2. **Фролов К.В., Панин В.Е., Зуев Л.Б.** Релаксационные волны при пластической деформации // Изв. вузов. Физика. — 1990. — № 2. — С. 19—31.
3. **Панин В.Е., Зуев Л.Б., Данилов В.И.** Пластическая деформация как волновой процесс // Докл. АН СССР. — 1989. — Т. 308, № 6. — С. 1375—1379.
4. **Зуев Л.Б., Панин В.Е., Мних Н.М.** Волны пластической деформации на площадке текучести // Там же. — 1991. — Т. 317, № 6. — С. 1386—1389.
5. **Данилов В.И., Зуев Л.Б., Мних Н.М.** Волновые эффекты при пластическом течении поликристаллического Al // ФММ. — 1991. — № 3. — С. 188—194.
6. **Старцев В.И., Ильичев В.Я., Пустовалов В.В.** Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. — М.: Металлургия, 1975. — 328 с.
7. **Панин В.Е., Дударев Е.Ф., Бушнев Л.С.** Структура и механические свойства твердых растворов замещения. — М.: Металлургия, 1971. — 205 с.
8. **Данилов В.И., Панин В.Е., Мних Н.М.** Релаксационные волны при пластической деформации аморфного сплава $Fe_{40}Bi_{40}B_{20}$ // ФММ. — 1990. — № 6. — С. 189—193.
9. **Данилов В.И., Евсиков С.В., Зуев Л.Б.** Волны деформации и микросдвиговые процессы в аморфных сплавах // Там же. — 1991. — № 5. — С. 181—184.
10. **Зуев Л.Б., Мних Н.М., Данилов В.И.** Упругопластический переход и волны пластической деформации // Пробл. машиностроения и надежности машин. — 1992. — № 4. — С. 51—56.
11. **Вест Ч.** Голографическая интерферометрия / Пер. с англ. — М.: Мир, 1982. — 504 с.
12. **Клименко И.С.** Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия. — М.: Наука, 1985. — 222 с.
13. **Джоунс Р., Уайкс К.** Голографическая и спекл-интерферометрия / Пер. с англ. — М.: Мир, 1986. — 327 с.
14. **Горбатенко В.В.** О природе пространственной и временной периодичности при пластической деформации: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Томск, 1993. — 120 с.
15. **Марпл С.Л.** Цифровой спектральный анализ и его приложения / Пер. с англ. — М.: Мир. — 1990. — 584 с.
16. **Мак Лин Д.** Механические свойства металлов / Пер. с англ. — М.: Металлургия, 1965. — 431 с.

17. **Столофф Н.С., Дэвис Р.Г.** Механические свойства упорядочивающихся сплавов / Пер. с англ. — М.: Металлургия, 1969. — 113 с.
18. **Зегер А.** Механизм скольжения и упрочнения в ГЦК и ГПУ металлах // Дислокации и механические свойства кристаллов / Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1960. — С. 178—267.
19. **Хамитов С.Х., Чумляков Ю.И., Коротаев А.Д.** Механизм деформации высокопрочных гетерофазных монокристаллов Cu—Ni—Sn // ФММ. — 1988. — Т. 62, № 3. — С. 362—370.
20. **Шестопалов Л.М.** Деформирование металлов и волны пластичности в них. — М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1958. — 268 с.
21. **Громов В.Е., Зуев Л.Б., Батаронов И.Л.** Развитие представлений о подвижности дислокаций при токовом воздействии // ФТТ. — 1991. — Т. 33, № 10. — С. 3027—3032.
22. **Зуев Л.Б., Громов В.Е., Пекер Н.В.** Распространение полос Людерса при электронно-пластическом эффекте // Металлофизика. -- 1992. — Т. 14, № 11. — С. 88—90.
23. **Веркин Б.И., Пустовалов В.В.** Низкотемпературные исследования пластичности и прочности. — М.: Энергоиздат, 1982. — 192 с.
24. **Браунли К.А.** Статистические исследования в производстве / Пер. с англ. — М.: Изд-во иностр. лит., 1949. — 227 с.

К главе 8

1. **Технические** средства диагностирования: Справочник / В.В. Клюев, П.П. Пархоменко, В.Е. Абрамчук и др. — М.: Машиностроение, 1989. — 672 с.
2. **Лозинский М.Г.** Тепловая микроскопия материалов. — М.: Металлургия, 1976. — 304 с.
3. **Системы** технического зрения: Справочник / В.И. Сырямкин, В.С. Титов, Ю.Г. Якушенков и др. — Томск: Радио и связь. Том. отд-ние, 1992. — 367 с.
4. **Кучин А.А., Обрадович К.А.** Оптические приборы для измерения шероховатости поверхности. — Л.: Машиностроение, 1961. — 197 с.
5. **Huang Z.H., Tian J.F., Wang Z.G.** Analysis of Fractal Characteristics of Fractured Surfaces by Secondary Electron Line Scanning // Materials Sci. and Engineering. — 1989. — A118. — P. 19—24.
6. **Dauskardt R.N., Haubensak F., Ritchie R.O.** On the Interpretation of the Fractal Character of Fracture Surfaces // Asta Metallurgica Et Materialia. — 1990. — N 2, V. 38. — P. 143—159.
7. **Федер Е.** Фракталы / Пер. с англ. — М.: Мир, 1991. — 245 с.
8. **Неразрушающий** контроль металлов и изделий: Справочник / П.И. Беда, Б.И. Выборнов, Ю.А. Глазков и др. — М.: Машиностроение, 1976. — 456 с.
9. **Джоунс Р., Уайкс К.** Голографическая и спекл-интерферометрия / Пер. с англ. — М.: Мир, 1986. — 328 с.
10. **Кудрин А.Б., Полухин П.И., Чиченев Н.А.** Голография и деформация металлов. — М.: Металлургия, 1982. — 152 с.
11. **Панин В.Е.** Физические основы мезомеханики среды со структурой // Изв. вузов. Физика. — 1992. — № 4. — С. 5—18.
12. **Релаксационные** волны при пластической деформации в механике сплошных сред // К.В. Фролов, В.Е. Панин, Л.Б. Зуев и др. // Там же. — 1990. — № 2. — С. 19—35.
13. **Структурные** уровни пластической деформации и разрушения / В.Е. Панин, Ю.В. Гриняев, В.И. Данилов и др. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. — 255 с.
14. **Новые** материалы и технологии. Конструирование новых материалов и упрочняющих технологий / В.Е. Панин, В.А. Клименов, С.Г. Псахье и др. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1993. — 152 с.
15. **Panin V.E., Syrjamkin V.I.** Principles for building optical-television measuring systems for non-destructive testing of materials and constructions // Abstracts of the second sinorussia symp. on advanced materials and processes. — Xian, China, 1993. — P. 294.
16. **Неруш Г.И., Панин С.В., Парфенов А.В., Сырямкин В.И.** Устройства ввода изображений в персональные ЭВМ // Оптико-электронные приборы и устройства в системах

распознавания образов, обработки изображений и символьной информации: Тез. докл. Междунар. конф. — Курск: КПИ, 1993. — С. 109.
17. А.с. 1485284 СССР, М. кл. G 06 K 9/36. Устройство для считывания изображений объектов / С.Я. Пашнев, В.И. Сырямкин, А.А. Фомин. — Опубл. 07.06.89, Бюл. № 21.
18. А.с. 1757123 СССР, М. кл. Н04 № 5/225. Телевизионная камера / С.Я. Пашнев, В.И. Сырямкин, В.С. Титов, А.А. Фомин. — Опубл. 23.08.92, Бюл. № 31.
19. Кориков А.М., Сырямкин В.И., Титов В.С. Корреляционные зрительные системы роботов. — Томск: Радио и связь. Том. отд-ние, 1990. — 264 с.
20. Корреляционно-экстремальные видеосенсорные системы для роботов / Ю.А. Андреев, Н.А. Белоглазов, А.М. Кориков и др. — Томск: Изд-во Том. ун-та, 1986. — 240 с.
21. Панин В.Е., Сырямкин В.И., Парфенов А.В., Неруш Г.И. Волновые критерии разрушения и новые методы неразрушающего контроля поверхности материала // 4-я Европейская конф.-выставка по материалам и технологиям "Восток—Запад": Тез. докл. — Спб., 1993. — С. 92.
22. Боровик О.С., Неруш Г.И., Сырямкин В.И. и др. Телевизионная система технического зрения для контроля формы полупроводниковых изделий // Автометрия. — 1991. — № 2. — С. 94—98.
23. Сырямкин В.И., Титов В.С., Фомин А.А. Аппаратно-программный комплекс для моделирования корреляционных систем технического зрения // Изв. вузов СССР. Приборостроение. — 1991. — № 3. — С. 26—31.
24. Сырямкин В.И. Принципы построения корреляционных зрительных систем // Оптические сканирующие устройства и измерительные устройства на их основе: Тез. докл. 5-го Всесоюз. совещ. — Барнаул: АПИ, 1990. — Ч. 1. — С. 122.
25. А.с. 1370639 СССР, М. кл. G 01 S 5/16. Устройство для распознавания и определения координат объекта манипулирования в рабочей зоне робота / В.А. Десятков, А.М. Кориков, А.А. Сотников, В.И. Сырямкин, А.А. Фомин. — Опубл. 30.01.88, Бюл. № 4.
26. Сырямкин В.И., Фомин А.А., Неруш Г.И. и др. Автоматизация обработки изображений, формируемых растровым электронным микроскопом // Механизация и автоматизация производства. — 1990. — № 11. — С. 21—23.

К главе 9

1. Панин В.Е., Гриняев Ю.В., Елсукова Т.Ф., Иванчин А.Г. Структурные уровни деформации твердых тел // Изв. вузов. Физика. — 1982. — № 6. — С. 5—27.
2. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — 225 с.
3. Структурные уровни пластической деформации и разрушения / В.Е. Панин, Ю.В. Гриняёв, В.И. Данилов и др. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1990. — 252 с.
4. Елсукова Т.Ф., Жукова К.П., Веселова О.В. и др. Структурные уровни деформации и разрушения поликристаллов при различных видах нагружения // Изв. вузов. Физика. — 1990. — № 2. — С. 69—88.
5. Панин В.Е., Егорушкин В.Е., Елсукова Т.Ф., Веселова О.В. Трансляционно-ротационные вихри, дисклинационная субструктура и механизм усталостного разрушения поликристаллов // Докл. АН СССР. — 1991. — Т. 316, № 5. — С. 1130—1132.
6. Елсукова Т.Ф., Панин В.Е. Эволюция структурных уровней деформации и самоорганизация мезоскопической субструктуры в поликристаллах // Изв. РАН. Металлы. — 1992. — № 2. — С. 73—89.
7. Веселова О.В. Структурные уровни деформации и разрушения поликристаллов свинца и сплавов на его основе при знакопеременном нагружении: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. — Томск, 1992. — 20 с.
8. Рогалина Н.А., Шалимова А.В. Экспериментальные методы исследования зернограничного проскальзывания // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1982. — № 5. — С. 17—29.

9. Финкель В.М., Зрайченко В.А., Деяшина Т.К. Исследование роста трещин в трансформаторных и некоторых углеродистых сталях // ФММ. — 1963. — Т. 16, вып. 3. — С. 448—456.
10. Иванова В.С., Терентьев В.Ф. Природа усталости металлов. — М.: Металлургия, 1975. — 456 с.
11. Коцаньда С. Усталостное разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1976. — 456 с.
12. Головин С.А., Пушкар А. Микропластичность и усталость металлов. — М.: Металлургия, 1980. — 239 с.
13. Трощенко В.Т. Деформирование и разрушение металлов при многоцикловом нагружении. — Киев: Наук. думка, 1981. — 341 с.
14. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. — М.: Металлургия, 1984. — 280 с.
15. Елсукова Т.Ф., Панин В.Е., Веселова О.В., Веселов Ю.Г. Закономерности и механизм циклической деформации при повышенных температурах // Изв. вузов. Физика. — 1987. — № 11. — С. 27—31.
16. Панин В.Е., Елсукова Т.Ф. Деформация и разрушение поликристаллов при знакопеременном нагружении как диссипативный процесс // Синергетика и усталостное разрушение металлов. — М.: Наука, 1989. — С. 113—138.
17. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. — Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1986. — 221 с.
18. Showden K.U. The formation of boundary serrations and cavities during high-temperature fatigue // Metals Forum. — 1981. — V. 4, N 1, 2. — P. 106—111.
19. Langdon T.G., Simpson D., Gifkins R.C. Grain boundary sliding at high temperatures in torsional fatigue // J. Mater. Sci. Lett. — 1983. — V. 2, N 1. — P. 25—27.
20. Langdon T.G., Raman V. Grain boundary effects in high temperature fatigue // Trans. Jap. Inst. Metals. — 1986. — V. 27, Suppl. — P. 747—756.
21. Raman V., Reiley T.C. Cyclic deformation and fracture in Pb—Sn solid solution alloy // Met. Trans. A. — 1988. — V. 19, N 1—6. — P. 1533—1546.
22. Betrabet H.S., Raman V. Microstructural observation in cyclically deformed Pb—Sn solid solution alloy // Ibid. — P. 1437—1443.
23. Langdon T.G., Simpson D., Gifkins R.C. Cyclic grain boundary migration during high temperature fatigue. I. Microstructural observations. II. Measurements of grain boundary sliding // Acta Met. — 1983. — V. 31, N 6. — P. 927—946.
24. Fougent J. Contribution latude de la fatigue des aciers temperature elevee // Rev. Met. — 1958. — V. 55, N 12. — P. 1133—1144.
25. Засимчук Е.Э., Маркашова Л.И. Микрополосы в деформированных прокаткой монокристаллах никеля. — Киев, 1988. — 36 с. — (Препр. / АН УССР, Ин-т металлофизики; N 2388).
26. Лихачев В.А., Панин В.Е., Засимчук Е.Э. и др. // Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации. — Киев: Наук. думка. — 1988. — С. 58—100.
27. Засимчук Е.Э., Исайчев В.И. Механическая неустойчивость фрагментированной структуры в терминах нелинейной термодинамики // Докл. АН СССР. — 1988. — Т. 302, № 5. — С. 1101—1104.
28. Егорушкин В.Е. Калибровочная динамическая теория дефектов в неоднородно деформируемых средах со структурой. Поведение границы раздела // Изв. вузов. Физика. — 1990. — № 2. — С. 51—68.
29. Панин В.Е., Мещеряков Ю.И., Елсукова Т.Ф. и др. Некристаллографические структурные уровни деформации в сильновозбужденных системах // Там же. — С. 107—120.
30. Krasco G.L. Static displacement and shear instability of solid solution crystal lattice // Phys. Lett. — 1975. — V. 65a, N 4. — P. 260—262.
31. Афанасьев Н.И., Елсукова Т.Ф. Влияние примесей на скорость прерывистого распада сплавов Pb—Sn // ФММ. — 1984. — Т. 57, вып. 1. — С. 96—101.
32. Теория фаз в сплавах / В.Е. Панин, Ю.А. Хон, И.И. Наумов и др. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1984. — 234 с.
33. Панин В.Е., Елсукова Т.Ф., Жукова К.П. Механизм влияния величины зерна на сопротивление деформированию поликристаллов в концепции структурных уровней деформации. — Томск, 1990. — 40 с. — (Препр. / Том. гос. ун-т; № 8).

34. Елсукова Т.Ф., Жукова К.П., Панин В.Е. Концентрационная зависимость сопротивления деформации твердых растворов Pb—Sn // ФММ. — 1987. — Т. 64, вып. 6. — С. 1158—1163.

К главе 10

1. Панин В.Е. Физические основы мезомеханики среды со структурой // Изв. вузов. Физика. — 1992. — № 4. — С. 6—18.
2. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние. — 1985. — 229 с.
3. Суховаров В.Ф. Прерывистое выделение фаз в сплавах. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние. — 1983. — 168 с.
4. Конева Н.А., Козлов Э.В. Физическая природа стадийности пластической деформации // Структурные уровни пластической деформации и разрушения / Под ред. В.Е. Панина — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние. — 1990. — С. 123—186.
5. Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Фирстов С.А. Физические основы прочности тугоплавких металлов — Киев: Наук. думка, 1975. — 315 с.
6. Владимиров В.И., Романов А.Е. Дисклинации в кристаллах. — Ленинград: Наука. Ленингр. отд-ние, 1986. — 224 с.
7. Засимчук Е.Э. Коллективные моды деформации, структурообразование и структурная неустойчивость // Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации / Под. ред. В.Е. Панина — Киев: Наук. думка, 1989. — С. 58—100.
8. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1986. — 224 с.
9. Смирнова И.А., Левит В.И. и др. Эволюция структуры при больших пластических деформациях // ФММ. — 1986. — Т. 61, вып. 6. — С. 1170—1177.
10. Langford G., Cohen M. Strain Hardening of Iron by Severe Plastic Deformation // Trans. ASM. — 1969. — V. 82, № 3. — P. 623—638.
11. Иванова В.М., Шанявский А.А. Количественная фрактография. Усталостное разрушение. — Челябинск: Металлургия. — 1988. — 440 с.
12. Koroel A., Martin P. Microcopi^ Versus Macrocopic Aspect of Shear Bend Deformation // Acta Met. — 1986. — V. 34, № 10. — P. 1905—1909.
13. Hatherly M., Malin A.S. Shear bands in deformed metals // Scripta. Met. — 1984. — V. 18. — P. 449—454.
14. Конева Н.А., Лычагин Д.В., Теплякова Л.А. и др. Полосовая субструктура в ГЦК-однофазных сплавах // Дисклинации и ротационная деформация твердых тел. — Л.: ФТИ РАН. — 1988.
15. Гончиков В.Ч., Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д. и др. Микроструктура полос переориентации в высокопрочных ниобиевых сплавах с ультрадисперсными частицами неметаллической фазы // ФММ. — 1987. — Т. 63, вып. 3. — С. 598—603.
16. Лариков Л.Н., Белякова М.Н., Жолудь В.В. Развитие ротационной деформации при импульсном нагружении монокристаллов молибдена и ее взаимосвязь с полосами переориентации // Там же. — 1991. — № 2. — С. 198—204.
17. Владимиров В.И., Кусов А.А., Романов А.Е. Ротационная мода в бездислокационных каналах скольжения // Там же. — 1989. — Т. 68, № 1. — С. 29—34.
18. Neuhäuser H. Slip-line formation and collective dislocation motion // Dislocations in Solids. — Amsterdam: North-Holland, 1983. — V. 6. — P. 319—440.
19. Строкатов Р.Д., Афанасьев Н.И., Красавин Д.И. Об эффекте подавления прерывистого распада предварительной глубокой деформацией // ФММ. — 1993. — Т. 75, № 2. — С. 82—89.
20. Петров В.А., Строкатов Р.Д., Суховаров В.Ф. Комплексные реакции рекристаллизации и распада в высокохромистом Ni—Cr—Al сплаве // Там же. — 1984. — Т. 57, № 1. — С. 127—130.
21. Валиев Р.З., Корзников А.В., Мулюков Р.Р. Структура и свойства металлических материалов с субмикрокристаллической структурой // Там же. — 1992. — № 4. — С. 70—86.
22. Winderlich Ishida Y. Maurer HPEM—Studies of the Microstructure of Nanocrystalline Palladium // Scripta Met. et Mat. — 1990. — V. 24. — P. 403—408.

23. Павлов В.А. Высокие пластические деформации и природа аморфизации и диспергирования кристаллических систем // ФММ. — 1989. — Т. 67, № 5. — С. 924—944.
24. Ханнанов Ш.Х. Кристаллическое, квазикристаллическое и аморфное состояние металлов // Там же. — 1993. — № 3. — С. 26—37.
25. Gilman J.J. Mechanical Bechavior of Metallic Class // J. Appl. Phys. — 1975. — V. 46. — P. 1625—1633.
26. Теория образования текстур в металлах и сплавах. — М.: Наука, 1979. — 330 с.
27. Панин В.Е. Новая область физики твердого тела // Изв. вузов. Физика. — 1987. — № 1. — С. 3—8.
28. Панин В.Е., Гриняев Ю.В. Спектр возбужденных состояний и вихревое механическое поле в деформируемом кристалле // Там же. — С. 36—51.
29. Золоторевский Н.Ю., Рыбин В.В., Жуковский И.М. Теория текстур деформации фрагментирующихся металлов // ФММ. — 1989. — Т. 67, № 2. — С. 221—232.
30. Вассерман Г., Гревен И. Текстура металлических материалов — М.: Металлургия, 1969. — 654 с.
31. Смирнов В.С., Дурнев В.Д. Текстурообразование металлов при прокатке. — М.: Металлургия, 1971. — 254 с.
32. Бэкофен. Процессы деформации. — М.: Металлургия, 1977. — 288 с.
33. Днепренко В.И., Лариков Л.И., Стоянов Е.Н. Исследование природы формирования дислокационной структуры в различных компонентах текстуры // Металлофизика. — 1982. — Вып. 4. — С. 58—66.
34. Ханнанов Ш.Х. Многоуровневые дефекты субструктуры и способы их описания // ФММ. — 1988. — Т. 65, № 2. — С. 213—218.
35. Джифкинс Р.С. Механизмы сверхпластической деформации // Сверхпластическая формовка конструкционных сплавов. — М.: Металлургия, 1985. — С. 11—35.
36. Грабский М.В. Структурная сверхпластичность металлов. — М.: Металлургия, 1975. — 272 с.
37. Кайбышев О.А. Сверхпластичность промышленных сплавов. — М.: Металлургия, 1984. — 320 с.
38. Higashi Kenji. Application and problems of superplastisity. Achievements in superplastisity and superplastic materials // J. Soc. Power. Technol. Jap. — 1988. — V. 25, № 10. — P. 675—680.
39. Строкатов Р.Д., Суховаров В.Ф., Караваева В.В. Сверхпластичность 36 НХТЮ // ФММ. — 1978. — Т. 43, № 3. — С. 667—672.
40. Перевезенцев В.Н. Современные представления о природе структурной сверхпластичности / Вопросы теории дефектов в кристаллах. — Л.: Наука. Ленингр. отд-ние, 1987. — С. 85—100.
41. Лэнгдон Т.Г. Экспериментальные наблюдения сверхпластичности // Материалы Междунар. сем. "Мезоскопические проблемы пластической деформации". — Томск, 1994.
42. Радашин М.В., Суховаров В.Ф., Строкатов Р.Д. Исследование сверхпластичности аустенитного сплава // ФММ. — 1988. — Т. 66, № 6. — С. 973—978.
43. Лихачев В.А., Мышляев М.М., Сеньков О.Н. О роли структурных превращений в сверхпластичности // ФММ. — 1987. — Т. 63, № 6. — С. 1045—1060.
44. Радашин М.В., Строкатов Р.Д., Суховаров В.Ф. Возникновение текстуры при сверхпластической деформации аустенитного сплава // Изв. вузов. Физика. — 1988. — № 6. — С. 120—122.
45. Строкатов Р.Д., Радашин М.В., Суховаров В.Ф. О влиянии сверхпластического деформирования на механические свойства аустенитного сплава // Изв. вузов. Черная металлургия. — 1988. — № 6. — С. 155—157.
46. Строкатов Р.Д., Гальченко Н.К., Ахромович Н.К. Сверхпластичность высокоазотистых хромомарганцевых сталей // Материалы I Всесоюз. конф. по высокоазотистым сталям. — Киев, 1990. — С. 25—26.
47. Strokatov R.D., Galchenko N.K., Akhramovich H.K. Investigation of the Structure and Effect of Superplasticity of Steels of High Nitrogen Content // High nitrogen Steels HNS-90 held at, Aachen, Germany, 10—12 Oct. — Aachen, 1990. — P. 214—220.
48. Galchenko H.K., Strokatov R.D., Akhramovich H.K. Crack initiation and growth in high nitrogen Cr-Mn Steels under superplasticity deformation conditions // Intern. Conf. Crack initiation and Growth of Cracksin in Metals and Ceramic-Role of Structure and Environment, Varna, Bulgaria, 10—14 June. — Varna, 1991. — С. 517—521.

49. Колобов Ю.Р., Раточка И.В. Стимулированная диффузией ползучесть молибдена в режиме кратковременной сверхпластичности // ФММ. — 1990. — № 8. — С. 185—192.
50. Кайбышев О.А., Валиев Р.З., Ценев Н.К. Влияние состояния границ зерен на сверхпластическое течение // Докл. АН СССР. — 1984. — Т. 278, № 1. — С. 93—97.
51. Новиков И.И., Портной В.К. Сверхпластичность сплавов с ультрамелким зерном. — М.: Металлургия, 1981. — 230 с.
52. Суховаров В.Ф., Строкатов Р.Д. Получение ультрамелкого зерна в сплаве 36НХТЮ, стареющим по механизму прерывистого механизма // ФММ. — 1977. — Т. 44, № 1. — С. 195—198.
53. Петров В.А., Строкатов Р.Д., Суховаров В.Ф. Механические свойства хром-никель-алюминиевого сплава с микродуплежной структурой // Там же. — 1985. — Т. 59, № 1. — С. 202—205.
54. Красавин Д.И., Суховаров В.Ф., Строкатов Р.Д. Влияние степени пластической деформации и последующего старения на механические свойства и характер разрушения аустенитного сплава // Там же. — 1987. — Т. 63, № 6. — С. 1207—1211.
55. Суховаров В.Ф., Радашин М.В., Строкатов Р.Д. О механизме деформации и разрушения сплава 36НХТЮ // Изв. вузов. Черн. металлургия. — 1985. — № 12. — С. 67—71.
56. Вишняков Я.Д. Современные методы исследования структуры деформированных кристаллов. — М.: Металлургия, 1975. — 479 с.
57. Барахтин Б.К., Владимиров В.И., Иванов С.А. и др. Эффект периодического изменения дефектной структуры при пластической деформации // ФТТ. — 1986. — Т. 28, № 7. — С. 2250—2252.
58. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику. — М.: Наука, 1990. — 272 с.
59. Васильев Д.М. Дифракционные методы исследования структур. — М.: Металлургия, 1977. — 247 с.
60. McQueen H.T. The discovery of the dynamic restoration mechanism in hot working // Metals Forum. — 1981. — V. 4, N 1, 2. — P. 81—91.
61. Бутенин Н.В., Неймарк Ю.И., Фуфаев Н.А. Введение в теорию нелинейных колебаний — М.: Наука, 1987. — 384 с.
62. Пресняков А.А. Локализация пластической деформации — М.: Машиностроение, 1983. — 56 с.
63. Пуарье Ж.П. Ползучесть кристаллов. Механизмы деформации металлов, керамики и минералов при высоких температурах. — М.: Мир, 1988. — 287 с.
64. Панин В.Е., Елсукова Т.Ф., Новоселова Е.М., Егорушкин В.Е. Эффект локализации деформации у границ зерен при ползучести поликристаллов // Докл. АН СССР. — 1990. — Т. 310, № 1. — С. 78—83.
65. Гребнева В.С., Ермишкин В.А., Красавин Д.Л. и др. Влияние структурных факторов на макро- и микромеханизмы разрушения аустенитных дисперсионно-твердеющих сплавов с прерывистым типом распада: В 2 сообщ. // Проблемы прочности. — Сообщ. 1. — 1992. — № 10. — С. 23—28; Сообщ. 2. — 1992. — № 11. — С. 46—51.
66. Новиков И.И., Ермишкин В.А. Микромеханизмы разрушения металлов. — М.: Наука, 1991. — 368 с.
67. Суховаров В.Ф., Красавин Д.Л., Строкатов Р.Д. К вопросу о циклической прочности сплавов, претерпевших прерывистый распад // Докл. АН СССР. — 1987. — Т. 296, № 3. — С. 599—601.
68. Красавин Д.Л., Строкатов Р.Д., Суховаров В.Ф. Влияние гетерогенности структуры на циклическую прочность дисперсионно-твердеющих сплавов // Изв. вузов. Физика. — 1989. — № 2. — С. 86—91.

К главе 11

1. Korbel A., Embury J.D., Hatherly M. et al. Microstructural Aspects of Strain Localization in Al—Mg Alloys // Acta Met. — 1986. — V. 34, № 10. — P. 1999—2009.
2. Анциферов П.Н., Засимчук Е.Э., Каверина С.Н. Взаимосвязь структурных и ориентационных изменений при прокатке ОЦК-кристаллов // Металлофизика. — 1985. — Т. 7, № 6. — С. 68—75.

3. Мещеряков Ю.И., Атрошенко С.А. Динамические ротации в кристаллах // Изв. вузов. Физика. — 1992. — № 4. — С. 105—123.
4. Конева Н.А., Лычагин Д.В., Жуковский С.П. и др. Эволюция дислокационной структуры и стадии пластического течения поликристаллического железо-никелевого сплава // ФММ. — 1985. — Т. 60, вып. 1. — С. 171—179.

К главе 12

1. Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — 229 с.
2. Д. Мак Лин. Границы зерен в металлах / Пер. с англ. под ред. М.А. Штремеля. — М.: Металлургиздат, 1960. — 332 с.
3. Грабский М.В. Структура границ зерен в металлах. — М.: Металлургия, 1972. — 159 с.
4. Гляйтер Г., Чалмерс Б. Большеугловые границы зерен. — М.: Мир, 1975. — 376 с.
5. Орлов А.Н., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. Границы зерен в металлах. — М.: Металлургия, 1980. — 156 с.
6. Структура межкристаллитных и межфазных границ / А.М. Косевич, В.М. Иевлев, Л.С. Палатник, И.А. Федоренко. — М.: Металлургия, 1980. — 256 с.
7. Бокштейн Б.С., Копецкий Ч.В., Швиндлерман Л.С. Термодинамика и кинетика границ зерен в металлах. — М.: Металлургия, 1986. — 224 с.
8. Копецкий Ч.В., Орлов А.Н., Фионова Л.К. Границы зерен в чистых материалах. — М.: Металлургия, 1986. — 280 с.
9. Кайбышев О.А., Валиев Р.З. Границы зерен и свойства металлов. — М.: Металлургия, 1987. — 213 с.
10. King A.H. Diffusion induced grain boundary migration // Intern. Materials Reviews. — 1987. — V. 32, N 4. — P. 173—179.
11. Гегузин Я.Е. Диффузионная зона. — М.: Наука, 1979. — 344 с.
12. Еремеев В.С. Диффузия и напряжения. — М.: Энергоатомиздат, 1984. — 182 с.
13. Любов Б.Я. Диффузионные процессы в неоднородных твердых телах. — М.: Наука, 1981. — 296 с.
14. Процессы взаимной диффузии в сплавах / И.Б. Боровский, К.П. Гуров, И.Д. Марчукова, Ю.Э. Угасте. — М.: Наука, 1973. — 360 с.
15. Бокштейн Б.С., Воробьев Е.М., Клингер Л.М. и др. Об осмотическом эффекте при пограничной диффузии // Журн. физ. химии. — 1973. — Т. 17, № 1. — С. 145—148.
16. Осипов К.А. Вопросы теории жаропрочности металлов и сплавов. — М.: Изд-во АН СССР, 1960. — 285 с.
17. Розенберг В.М. Ползучесть металлов. — М.: Металлургия, 1967. — 276 с.
18. Гарофало Ф. Законы ползучести и длительной прочности материалов. — М.: Металлургия, 1968. — 304 с.
19. Розенберг В.М. Основы жаропрочности металлических материалов. — М.: Металлургия, 1973. — 325 с.
20. Иванова В.С., Ермишкин В.А. Прочность и пластичность тугоплавких металлов и монокристаллов. — М.: Металлургия, 1976. — 80 с.
21. Пуарье Ж.П. Высокотемпературная пластичность кристаллических тел. — М.: Металлургия, 1982. — 272 с.
22. Пуарье Ж.П. Ползучесть кристаллов. — М.: Мир, 1988. — 287 с.
23. Панин В.Е. Синергетика деформируемого тведого тела // Тез. докл. Всесоюз. конф. "Физика прочности и пластичности металлов и сплавов". — Куйбышев: Б.И., 1989. — С. 3—4.
24. Синергетика и усталостное разрушение металлов / Под ред. В.С. Ивановой. — М.: Наука, 1989. — 246 с.
25. Поут Дж., Мейер Дж., Ту К. Гонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции. — М.: Мир, 1982. — 575 с.
26. Fischer J.C. Calkulaition of diffusion concentration curves of surfaces and grain boundary diffusion // J. Appl. Phys. — 1961. — V. 22, N 1. — P. 74—77.

27. Мишин Ю.М., Разумовский И.М. Диффузионные параметры границы раздела — асимптотические разложения и обработка эксперимента // ФММ. — 1982. — Т. 53, N 5. — С. 954—962.
28. Мишин Ю.М., Разумовский И.М. Сравнительный анализ моделей Фишера и Уиппла для граничной диффузии // Там же. — Т. 54, N 15. — С. 923—927.
29. Мишин Ю.М. Методы определения параметров граничной диффузии. Теория и экспериментальная проверка: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. — М., 1986. — 206 с.
30. Структура и свойства внутренних поверхностей в металлах / Б.С. Бокштейн, Ч.В. Копецкий, Л.С. Швиндлерман и др. — М.: Наука, 1988. — 272 с.
31. Мишин Ю.М. Об интегральных представлениях точных решений моделей Фишера и Уиппла для граничной диффузии // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1983. — № 6. — С. 22—23.
32. Разумовский И.М. Диффузия по внутренним поверхностям раздела и структурная стабильность жаропрочных сплавов: Автореф. дис. ...д-ра физ.-мат. наук. — М., 1988. — 37 с.
33. Бокштейн С.З., Кишкин С.Т., Мишин Ю.М., Разумовский И.М. Теория и экспериментальная проверка метода раздельного определения коэффициентов граничной диффузии и диффузионной ширины границ зерен // Докл. АН СССР. — 1985. — Т. 280, № 5. — С. 1125—1128.
34. Chan J.W., Balluffi R.W. On diffusion mass transport in polycrystals containing or migrating grain boundaries // Acta Met. — 1979. — V. 13, N 6. — P. 499—500.
35. Рыбин В.В., Перевезенцев В.Н. О природе структурной сверхпластичности // Письма в ЖТФ. — 1981. — Т. 17, вып. 19. — С. 1203—1205.
36. Friedman S., Bred J. The diffusion of nickel during nickel-induced recrystallization in doped tungsten // Trans. Met. Soc. AJME. — 1968. — V. 242, N 9. — P. 2121—2125.
37. Гегузин Я.Е., Клинчук Ю.И. О рекристаллизационном укрупнении зерен в системе вольфрам—никель // ФММ. — 1974. — Т. 37, № 5. — С. 1099—1101.
38. Марвин В.Б., Колобов Ю.Р. Условия реализации эффектов инициированных диффузией миграции границ и зернограничного проскальзывания // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1991. — № 7. — С. 131—139.
39. Montellbano T., Brett J., Castlemann L., Seigle L. Nickel induced recrystallisation of doped tungsten // Trans. Met. Soc. AIME. — 1968. — V. 242, N 9. — P. 1973—1979.
40. Панин В.Е., Дударев Е.Ф., Овчаренко В.Е., Кочепасов И.И. Повышение термической стабильности композиционных материалов на основе никеля, упрочненных волокнами вольфрама и молибдена путем направленного легирования матрицы // Структура и свойства жаропрочных металлических материалов. — М.: Наука, 1973. — С. 103—107.
41. Tashiro K., Purdy G.R. Observations of chemically induced grain boundary migration in several "new" systems // Scripta Met. — 1987. — V. 21, N 3. — P. 321—364.
42. Tashiro K., Purdy G.R. The role of volume diffusion in DIGM, a reappaisal // Ibid. — 1983. — V. 17, N 4. — P. 455—458.
43. Pan F.D., Balluffi R.W. Diffusion induced grain boundary migration in Au(Cu) and Au(Ag) thin films // Acta Met. — 1982. — V. 30, N 4. — P. 861—870.
44. Cahn J.W., Pan I.D., Balluffi R.W. Diffusion induced grain boundary migration // Scripta Met. — 1979. — V. 13, N 6. — P. 503—509.
45. Butrymowiecz D.B., Newbury D.E., Turnbull D., Cahn J.W. Diffusion induced grain migration in the Au—Ag system // Ibid. — 1984. — V. 18, N 9. — P. 1005—1010.
46. Den Broeder F.I.A., Klerk M., Vanderberg J.M., Hamm R.A. A comparative study of diffusion induced grain boundary migration, recrystallization and volume diffusion the low temperature of Al into Cu and Au // Acta Met. — 1983. — V. 31, N 2. — P. 285—291.
47. Kim W., Meyrick G., Shewmon P.G. Diffusion induced boundary migration and discontinuous precipitation in copper alloys // Scripta Met. — 1983. — V. 17, N 12. — P. 1435—1440.
48. Den Broeder F.I.A., Nakahara S. Diffusion induced grain boundary migration and recrystallization in the Cu—Ni System // Ibid. — N 3. — P. 399—404.
49. Den Broeder F.I.A. Diffusion induced grain boundary migration and recristallization, exemplified by the system Cu—Zn // Thin. Solid Films. — 1985. — V. 124, N 2. — P. 135—148.
50. Hongmo Li., Hillert M.A. Metallographic study of diffusion induced grain boundary migration in the Fe—Zn system // Acta Met. — 1981. — V. 29, N 12. — P. 1949—1960.

51. Parthasavaty T.A., Shawmon P.G. Vapor transport and DJGM in the Ni—Fe system // Met. Trans. — 1983. — V. 14, N 7. — P. 2560—2563.
52. Balluffi R.W., Cahn J.W. Mechanism for diffusion induced grain boundary migration // Acta Met. — 1981. — V. 29, N 3. — P. 493—500.
53. Зайт В. Диффузия в металлах. — М.: Изд-во иностр. лит., 1985. — 381 с.
54. Diffusion and Defect Data. Metals and Alloys. — 1980. — V. 21. — 228 p.
55. Герцрикен С.Д., Дехтяр И.Я. Диффузия в металлах и сплавах в твердой фазе. — М.: Физматгиз, 1960. — 564 с.
56. Колобов Ю.Р., Марвин В.Б., Раточка И.В., Коротаев А.Д. Явление активации зернограничного проскальзывания диффузионными потоками атомов по внутренним поверхностям раздела // Докл. АН СССР. — 1985. — Т. 283, № 3. — С. 605—608.
57. Колобов Ю.Р., Марвин В.Б., Коротаев А.Д. Ускорение зернограничного проскальзывания диффузионным потоком примеси по границам зерен // Изв. вузов СССР. Физика. — 1984. — № 12. — С. 97—99.
58. Колобов Ю.Р., Марвин В.Б. О диффузионном режиме активации границ зерен потоком примеси // ФММ. — 1989. — Т. 67, № 6. — С. 1204—1208.
59. Колобов Ю.Р., Марвин В.Б. Условия проявления эффекта активации зернограничного проскальзывания в железе диффузионным потоком никеля // Металлофизика. — 1989. — Т. 11, № 4. — С. 3—7.
60. Гликман Е.Э., Игошев В.И. Твердометаллическая хрупкость металлов // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1984. — № 12. — С. 5—14.
61. Гликман Е.Э., Игошев В.И., Зенкова Э.К., Нефедов В.Г. Кинетика разрушения меди в присутствии твердого висмутового покрытия // Там же. — 1985. — № 11. — С. 89—95.
62. Sarafians N. Diffusion measurements in electrolytic tinplats on steel // Z. Metallk. — 1987. — Bd 78, N 63. — S. 209—213.
63. Новиков И.И., Портной В.К. Сверхпластичность сплавов с ультрамелким зерном. — М.: Металлургия, 1981. — 168 с.
64. Кайбышев О.А. Сверхпластичность промышленных сплавов. — М.: Металлургия, 1984. — 264 с.
65. Ридли Н. Сверхпластичность сплавов на основе железа // Сверхпластическая формовка конструкционных сплавов. — М.: Металлургия, 1985. — С. 178—198.
66. Diffusion and defect data. Mater. Rev. Sec. — 1976. — V. 13, N 1—4. — P. 3—292.
67. Мишин Ю.М., Разумовский И.М. К проблеме раздельного определения параметров граничной диффузии // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1982. — № 1. — С. 82—89.
68. Hoffman-Amtenbrink M. et al. Kosselunter suchungen zur korngrenzenwanderung in verformten Wolfram in Anwesenheit von Nickel // Z. fur Metallkunde. — 1986. — Bd 77, N 6. — S. 368—376.
69. Федоров Г.Б., Смирнов Е.А. Диффузия в реакторных материалах. — М.: Атомиздат, 1978. — 160 с.
70. Федоров Г.Б., Смирнов Е.А. Диффузия в металлах и сплавах // Металловедение и термич. обработка металлов. — 1981. — Т. 15. — С. 33—46.
71. Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В., Чувильдеев В.Н. Накопление дефектов на границах зерен и предельные характеристики структурной сверхпластичности // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1983. — № 10. — С. 108—115.
72. Колобов Ю.Р. Диффузионно-контролируемые процессы на границах зерен и пластичность поликристаллических металлов: — Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. — Томск, 1990. — 36 с.
73. Колобов Ю.Р., Марвин В.Б. О роли зернограничных диффузионных потоков в реализации структурной сверхпластичности // Изв. вузов. Физика. — 1987. — № 3. — С. 112—113.
74. Раточка И.В., Колобов Ю.Р. Влияние разупрочнения поверхностных слоев зернограничными диффузионными потоками на ползучесть молибдена // Металлофизика. — 1991. — № 7. — С. 40—45.
75. Sucry M., Baudelet B. Pheological and metallurgical discussion of superplastic behaviour // Revue Phys. Appl. — 1978. — V. 13, N 2. — P. 53—66.
76. Kashyap B.P., Mukherjee A.K. Investigation on grain growth and strain rait sensitivity of a superplastic microduplex steel at 1000 °C // J. Mater. Sci. — 1983. — V. 18, N 11. — P. 3299—3304.

77. **Колобов Ю.Р., Раточка И.В., Иващенко Ю.Н., Адеев В.М.** Влияние состояния границ зерен на проявление сверхпластичных свойств молибдена / Ред. журн. "Изв. вузов. Физика". — Томск, 1990. — Деп. в ВИНИТИ 17.08.90, № 4680-В90.
78. **Колобов Ю.Р., Марвин В.Б., Коротаев А.Д., Гликман Е.Э., Игошев В.И.** Роль зернограничных диффузионных потоков в проявлении твердометаллической хрупкости металлов / Ред. журн. "Изв. вузов. Физика". — Томск, 1990. — Деп. в ВИНИТИ 26.09.90, №-6049-В90.
79. **Афанасьев Н.И., Корейко С.Л.** Режимы зернограничной диффузии и условие реализации прерывистого выделения фаз в сплавах // Металлофизика. — 1990. — Т. 12, № 1. — С. 86—91.

К главе 13

1. **Рапопорт Л.С., Рыбакова Л.М.** Влияние структурного состояния поверхностных слоев на процессы трения и изнашивания: В 2 ч. // Трение и износ. — Ч. I. — 1987. — Т. 8, № 5. — С. 888—894; Ч. II. — 1987. — Т. 8, № 6. — С.1038—1043.
2. **Алексеев Н.М.** Новое о структурных особенностях изнашивания твердых тел // Там же. — 1989. — Т. 10, № 2. — С. 197—205.
3. **Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В.** Структурные уровни деформации твердых тел. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1985. — 229 с.
4. **Владимиров В.И.** Проблемы физики трения и изнашивания // Физика износостойкости поверхности металлов. — Л.: ФТИ РАН, 1988. — С. 8—41.
5. **Рапопорт Л.С.** Уровни пластической деформации поверхностных слоев и их связь с процессом изнашивания // Трение и износ. — 1989. — Т. 10, № 5. — С. 786—792.
6. **Справочник** по триботехнике / Под ред. М. Хебды, А.В. Чичинадзе: В 3 т. — М.: Машиностроение, 1989. — Т. 1. — 400 с.
7. **Бершадский Л.И., Нагорных С.Н.** Структурно-диссипативная концепция трибосистемы // Физика дефектов поверхностных слоев материалов. — Л.: ФТИ РАН, 1989. — С. 35—51.
8. **Рыбакова Л.М., Куксенова Л.И.** Структура и износостойкость металла. — М.: Машиностроение, 1982. — 212 с.
9. **Шпеньков Г.П.** Физикохимия трения. — Минск: Университетское, 1991. — 397 с.
10. **Тарасов С.Ю., Колубаев А.В.** Структура поверхностных слоев трения сплава 36НХТЮ // Изв. вузов. Физика. — 1991. — № 8. — С. 9—12.
11. **Колубаев А.В., Фадин В.В., Панин В.Е.** Исследования износостойкости композитов, содержащих карбид титана // Там же. — 1992. — № 12. — С. 64—68.
12. **Колубаев А.В., Сизова О.В., Тарасов С.Ю., Трусова Г.В.** Особенности структуры и триботехнические свойства боридных покрытий // Анализ и рациональное использование трибообъектов. — Рыбинск; Москва: НПП ТОО "МФСЕЗАМУ", РАТИ, 1993. — С. 86—88.
13. **Фадин В.В., Колубаев А.В., Панин В.Е.** Анализ фаз в композициях на основе TiC, полученных методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза // Изв. вузов. Физика. — 1993. — № 2. — С. 21—24.
14. **Крысов С.В., Орлов А.Л.** Вопросы волновой механики трибосистем // Структурная самоорганизация и оптимизация триботехнических характеристик конструкционных и инструментальных материалов: Тез. докл. — Киев, 1990. — С. 8—9.
15. **Алексеев Н.М., Мелашенко А.И., Нагорных С.Н.** Динамика фрикционного контакта // Трение и износ. — 1989. — Т. 10, № 5. — С. 809—819.
16. **Власов В.М., Мельниченко Н.В., Рейзер Е.С.** Диагностика методом акустической эмиссии процессов разрушения мостиков схватывания при трении сталей без смазочного материала // Там же. — № 2.—С. 257—261.
17. **Колубаев А.В., Попов В.Л., Тарасов С.Ю.** Структура и механизмы формирования поверхностных слоев при трении. — Томск, 1993. — 16 с. — (Препр. / РАН. Сиб. отд-ние. Том. науч. центр; № 15).
18. **Физические величины**: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991. — 1232 с.

19. Popov V.L. Gauge theory of "plastically incompressible" elastic — plastic medium. I. Dispersion relations and propagation of perturbations without dissipation // Int. J. Engng. Sci. — 1992. — V. 30, N 3. — P. 329—334.
20. Popov V.L., Tshertova N.V. Gauge theory of "plastically incompressible" elastic — plastic medium. II. Dispersion relations with dissipation // Ibid. — P. 335—340.
21. Попов В.Л., Чертова Н.В. Калибровочная теория распространения волн в упруго-пластической среде // Изв. вузов. Физика. — 1992. — № 4. — С. 81—93.
22. Лыков С.В., Итин В.И., Месяц Г.А. и др. Эволюция волн напряжений, возбужденных в металлах импульсным электронным пучком // Докл. АН. — 1990. — Т. 310, № 4. — С. 858—861.
23. Popov V.L. Dynamic Gauge Model for Elastic—Plastic Behavior of Crystalline Solids. — Tomsk, 1993. — (Prep. Inst. for Strehgth Physics and Materials Sciences; N 11).
24. Попов В.Л. Динамика пластических поворотов в кристаллах // Письма в ЖТФ. — 1993. — Т. 19, вып. 14. — С. 80—82.
25. Попов В.Л. Эффекты граничной частоты и скин-слоя при распространении волны девиатора напряжений в кристаллической среде с дислокациями // Там же. — Вып. 23. — С. 79—82.
26. Поверхностная прочность материалов при трении / Под ред. Б.И. Костецкого. — Киев: Техника, 1976. — 291 с.
27. Стецькив О.П., Клюфас О.С., Шкоропад О.В. Триботехнические аспекты повышения долговечности металлических пар трения из экономичных материалов // Проблемы машиностроения и автоматизации. — 1992. — № 2. — С. 68—75.
28. Ворошнин Л.Г., Ляхович Л.С. Борирование стали. — М.: Металлургия, 1978. — 240 с.
29. Колубаев А.В., Ковешников В.И., Сизова О.В., Трусова Г.В. Применение износостойких боридных покрытий в узлах трения // Изв. вузов. Черн. металлургия. — 1992. — № 4. — С. 46—48.
30. Колубаев А.В., Тарасов С.Ю., Трусова Г.В., Сизова О.В. Структура и свойства однофазных боридных покрытий // Там же. — 1994. — № 7. — С. 49—52.
31. Шадричев Е.В., Иванов А.Е. Относительная износостойкость однофазных и двухфазных боридных слоев // МиТОМ. — 1984. — № 3. — С. 44—47.
32. Сизова О.В., Колубаев А.В., Ковешников В.И. и др. Упрочняющая обработка опор скольжения буровых долот // Химическое и нефтяное машиностроение. — 1993. — № 4. — С. 25—27.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Научное издание

ФИЗИЧЕСКАЯ МЕЗОМЕХАНИКА и компьютерное конструирование материалов

В двух томах

Том 1

Редактор *Л. П. Гольшева*

Художественный редактор *Л В. Матвеева*

Художник *А. И. Смирнов*

Технический редактор *Л. П. Минеева*

Корректоры *Л. М Акентьева, А. М Самсоненко*

Н/К

ЛР № 020297 от 27.11.91. Сдано в набор 18.01.95. Подписано в печать 20.02.95. Бумага типографская. Формат 60 × 90 1/16. Гарнитура таймс. Офсетная печать. Усл. печ. л. 19,0+2 печ. л. на мел. бум. Уч.-изд. л. 22,8. Тираж 1086 экз. Заказ № 263.

"Наука". Сибирская издательская фирма РАН. 630099 Новосибирск, ул. Советская, 18.

Оригинал-макет изготовлен на настольной издательской системе.

Новосибирская типография № 4 РАН. 630077 Новосибирск, ул. Станиславского, 25.